N° d'ordre

# THÈSE

*présentée*

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

*pour obtenir*

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

*PAR*

**Mahmoud KOBEISSI**

---

**SUJET**

## Étude théorique et expérimentale de la diminution de la sensibilité d'un système multisphère équipé de détecteur épithermique pour la radioprotection en neutrons rapides.

---

*Soutenue le 2 Juillet 1973, devant la Commission d'Examen*

**JURY**

MM. R. BARJON — *Président*

E. BELORIZKY
P. LAFORE
H. DE CHOUDENS — *Examinateurs*

N° d'ordre

# THÈSE

*présentée*

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

*pour obtenir*

LE DIPLOME DE DOCTEUR DE 3e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

*PAR*

**Mahmoud KOBEISSI**

---

**SUJET**

## Étude théorique et expérimentale de la diminution de la sensibilité d'un système multisphère équipé de détecteur épithermique pour la radioprotection en neutrons rapides.

---

*Soutenue le 2 Juillet 1973, devant la Commission d'Examen*

**JURY**

MM. R. BARJON — *Président*

E. BELORIZKY
P. LAFORE
H. DE CHOUDENS — *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

| | | |
|---|---|---|
| MM. | ANGLES D'AURIAC Paul | Mécanique des fluides |
| | ARNAUD Georges | Clinique des maladies infectieuses |
| | ARNAUD Paul | Chimie |
| | AUBERT Guy | Physique |
| | AYANT Yves | Physique approfondie |
| Mme | BARBIER Marie-Jeanne | Electrochimie |
| MM. | BARBIER Jean-Claude | Physique expérimentale |
| | BARBIER Reynold | Géologie appliquée |
| | BARJON Robert | Physique nucléaire |
| | BARNOUD Fernand | Biosynthèse de la cellulose |
| | BARRA Jean-René | Statistiques |
| | BARRIE Joseph | Clinique chirurgicale |
| | BENOIT Jean | Radioélectricité |
| | BERNARD Alain | Mathématiques Pures |
| | BESSON Jean | Electrochimie |
| | BEZES Henri | Chirurgie générale |
| | BLAMBERT Maurice | Mathématiques Pures |
| | BOLLIET Louis | Informatique (IUT B) |
| | BONNET Georges | Electrotechnique |
| | BONNET Jean-Louis | Clinique ophtalmologique |
| | BONNET-EYMARD Joseph | Pathologie médicale |
| | BONNIER Etienne | Electrochimie Electrométallurgie |
| | BOUCHERLE André | Chimie et Toxicologie |
| | BOUCHEZ Robert | Physique nucléaire |
| | BOUSSARD Jean-Claude | Mathématiques Appliquées |
| | BRAVARD Yves | Géographie |
| | BRISSONNEAU Pierre | Physique du Solide |
| | BUYLE-BODIN Maurice | Electronique |
| | CABANAC Jean | Pathologie chirurgicale |
| | CABANEL Guy | Clinique rhumatologique et hydrologie |
| | CALAS François | Anatomie |
| | CARRAZ Gilbert | Biologie animale et pharmacodynamie |
| | CAU Gabriel | Médecine légale et Toxicologie |
| | CAUQUIS Georges | Chimie organique |
| | CHABAUTY Claude | Mathématiques Pures |
| | CHARACHON Robert | Oto-Rhino-Laryngologie |
| | CHATEAU Robert | Thérapeutique |
| | CHENE Marcel | Chimie papetière |
| | COEUR André | Pharmacie chimique |
| | CONTAMIN Robert | Clinique gynécologique |
| | COUDERC Pierre | Anatomie Pathologique |
| | CRAYA Antoine | Mécanique |
| Mme | DEBELMAS Anne-Marie | Matière médicale |
| MM. | DEBELMAS Jacques | Géologie générale |
| | DEGRANGE Charles | Zoologie |
| | DESRE Pierre | Métallurgie |
| | DESSAUX Georges | Physiologie animale |
| | DODU Jacques | Mécanique appliquée |
| | DOLIQUE Jean-Michel | Physique des plasmas |
| | DREYFUS Bernard | Thermodynamique |
| | DUCROS Pierre | Cristallographie |
| | DUGOIS Pierre | Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie |
| | FAU René | Clinique neuro-psychiatrique |
| | FELICI Noël | Electrostatique |

| | | |
|---|---|---|
| MM. | GAGNAIRE Didier | Chimie physique |
| | GALLISSOT François | Mathématiques Pures |
| | GALVANI Octave | Mathématiques Pures |
| | GASTINEL Noël | Analyse numérique |
| | GEINDRE Michel | Electroradiologie |
| | GERBER Robert | Mathématiques Pures |
| | GIRAUD Pierre | Géologie |
| | KLEIN Joseph | Mathématiques Pures |
| Mme | KOFLER Lucie | Botanique et Physiologie végétale |
| MM. | KOSZUL Jean-Louis | Mathématiques Pures |
| | KRAVTCHENKO Julien | Mécanique |
| | KUNTZMANN Jean | Mathématiques Appliquées |
| | LACAZE Albert | Thermodynamique |
| | LACHARME Jean | Biologie végétale |
| | LAJZEROWICZ Joseph | Physique |
| | LATREILLE René | Chirurgie générale |
| | LATURAZE Jean | Biochimie pharmaceutique |
| | LAURENT Pierre | Mathématiques Appliquées |
| | LEDRU Jean | Clinique médicale B |
| | LLIBOUTRY Louis | Géophysique |
| | LOUP Jean | Géographie |
| Mle | LUTZ Elisabeth | Mathématiques Pures |
| | MALGRANGE Bernard | Mathématiques Pures |
| | MALINAS Yves | Clinique obstétricale |
| | MARTIN-NOEL Pierre | Sémélologie médicale |
| | MASSEPORT Jean | Géographie |
| | MAZARE Yves | Clinique médicale A |
| | MICHEL Robert | Minéralogie et Pétrographie |
| | MOURIQUAND Claude | Histologie |
| | MOUSSA André | Chimie nucléaire |
| | NEEL Louis | Physique du Solide |
| | OZENDA Paul | Botanique |
| | PAUTHENET René | Electrotechnique |
| | PAYAN Jean-Jacques | Mathématiques Pures |
| | PEBAY-PEYROULA Jean-Claude | Physique |
| | PERRET René | Servomécanismes |
| | PILLET Emile | Physique industrielle |
| | RASSAT André | Chimie systématique |
| | RENARD Michel | Thermodynamique |
| | REULOS René | Physique industrielle |
| | RINALDI Renaud | Physique |
| | ROGET Jean | Clinique de pédiatrie et de puériculture |
| | SANTON Lucien | Mécanique |
| | SEIGNEURIN Raymond | Microbiologie et Hygiène |
| | SENGEL Philippe | Zoologie |
| | SILBERT Robert | Mécanique des fluides |
| | SOUTIF Michel | Physique générale |
| | TANCHE Maurice | Physiologie |
| | TRAYNARD Philippe | Chimie générale |
| | VAILLAND François | Zoologie |
| | VALENTIN Jacques | Physique Nucléaire |
| | VAUQUOIS Bernard | Calcul électronique |
| Mme | VERAIN Alice | Pharmacie galénique |
| M. | VERAIN André | Physique |
| Mme | VEYRET Germaine | Géographie |
| MM. | VEYRET Paul | Géographie |
| | VIGNAIS Pierre | Biochimie médicale |
| | YOCCOZ Jean | Physique nucléaire théorique |

PROFESSEURS ASSOCIES

| | | |
|---|---|---|
| MM. | BULLEMER Bernhard | Physique |
| | HANO JUN-ICHI | Mathématiques Pures |
| | STEPHENS Michaël | Mathématiques Appliquées |

PROFESSEURS SANS CHAIRE

| | | |
|---|---|---|
| MM. | BEAUDOING André | Pédiatrie |
| Mme | BERTRANDIAS Françoise | Mathématiques Pures |
| MM. | BERTRANDIAS Jean-Paul | Mathématiques appliquées |
| | BIAREZ Jean-Pierre | Mécanique |
| | BONNETAIN Lucien | Chimie minérale |
| Mme | BONNIER Jane | Chimie générale |
| MM. | CARLIER Georges | Biologie végétale |
| | COHEN Joseph | Electrotechnique |
| | COUMES André | Radioélectricité |
| | DEPASSEL Roger | Mécanique des Fluides |
| | DEPORTES Charles | Chimie minérale |
| | GAUTHIER Yves | Sciences biologiques |
| | GAVEND Michel | Pharmacologie |
| | GERMAIN Jean Pierre | Mécanique |
| | GIDON Paul | Géologie et Minéralogie |
| | GLENAT René | Chimie organique |
| | HACQUES Gérard | Calcul numérique |
| | JANIN Bernard | Géographie |
| Mme | KAHANE Josette | Physique |
| MM. | MULLER Jean-Michel | Thérapeutique |
| | PERRIAUX Jean-Jacques | Géologie et minéralogie |
| | POULOUJADOFF Michel | Electrotechnique |
| | REBECQ Jacques | Biologie (CUS) |
| | REVOL Michel | Urologie |
| | REYMOND Jean-Charles | Chirurgie générale |
| | ROBERT André | Chimie papetière |
| | DE ROUGEMONT Jacques | Neurochirurgie |
| | SARRAZIN Roger | Anatomie et chirurgie |
| | SARROT-REYNAULD Jean | Géologie |
| | SIBILLE Robert | Construction Mécanique |
| | SIROT Louis | Chirurgie générale |
| Mme | SOUTIF Jeanne | Physique générale |

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

| | | |
|---|---|---|
| Mle | AGNIUS-DELORD Claudine | Physique pharmaceutique |
| | ALARY Josette | Chimie analytique |
| MM. | AMBLARD Pierre | Dermatologie |
| | AMBROISE-THOMAS Pierre | Parasitologie |
| | ARMAND Yves | Chimie |
| | BEGUIN Claude | Chimie organique |
| | BELORIZKY Elie | Physique |
| | BENZAKEN Claude | Mathématiques Appliquées |
| | BILLET Jean | Géographie |
| | BLIMAN Samuel | Electronique (EIE) |
| | BLOCH Daniel | Electrotechnique |
| Mme | BOUCHE Liane | Mathématiques (CUS) |
| MM. | BOUCHET Yves | Anatomie |
| | BOUVARD Maurice | Mécanique des Fluides |

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534920_0023

| | | |
|---|---|---|
| MM. | BRODEAU François | Mathématiques (IUT B) |
| | BRUGEL Lucien | Energétique |
| | BUISSON Roger | Physique |
| | BUTEL Jean | Orthopédie |
| | CHAMBAZ Edmond | Biochimie médicale |
| | CHAMPETIER Jean | Anatomie et organogénèse |
| | CHIAVERINA Jean | Biologie appliquée (EFP) |
| | CHIBON Pierre | Biologie animale |
| | COHEN-ADDAD Jean-Pierre | Spectrométrie physique |
| | COLOMB Maurice | Biochimie médicale |
| | CONTE René | Physique |
| | COULOMB Max | Radiologie |
| | CROUZET Guy | Radiologie |
| | DURAND Francis | Métallurgie |
| | DUSSAUD René | Mathématiques (CUS) |
| Mme | ETERRADOSSI Jacqueline | Physiologie |
| MM. | FAURE Jacques | Médecine légale |
| | GENSAC Pierre | Botanique |
| | GIDON Maurice | Géologie |
| | GRIFFITHS Michaël | Mathématiques Appliquées |
| | GROULADE Joseph | Biochimie médicale |
| | HOLLARD Daniel | Hématologie |
| | HUGONOT Robert | Hygiène et Médecine préventive |
| | IDELMAN Simon | Physiologie animale |
| | IVANES Marcel | Electricité |
| | JALBERT Pierre | Histologie |
| | JOLY Jean-René | Mathématiques Pures |
| | JOUBERT Jean-Claude | Physique du Solide |
| | JULLIEN Pierre | Mathématiques Pures |
| | KAHANE André | Physique générale |
| | KUHN Gérard | Physique |
| | LACOUME Jean-Louis | Physique |
| Mme | LAJZEROWICZ Jeannine | Physique |
| MM. | LANCIA Roland | Physique atomique |
| | LE JUNTER Noël | Electronique |
| | LEROY Philippe | Mathématiques |
| | LOISEAUX Jean-Marie | Physique Nucléaire |
| | LONGEQUEUE Jean-Pierre | Physique Nucléaire |
| | LUU DUC Cuong | Chimie Organique |
| | MACHE Régis | Physiologie végétale |
| | MAGNIN Robert | Hygiène et Médecine préventive |
| | MARECHAL Jean | Mécanique |
| | MARTIN-BOUYER Michel | Chimie (CUS) |
| | MAYNARD Roger | Physique du Solide |
| | MICHOULIER Jean | Physique (I.U.T. "A") |
| | MICOUD Max | Maladies Infectieuses |
| | MOREAU René | Hydraulique (INP) |
| | NEGRE Robert | Mécanique |
| | PARAMELLE Bernard | Pneumologie |
| | PECCOUD François | Analyse (IUT B) |
| | PEFFEN René | Métallurgie |
| | PELMONT Jean | Physiologie animale |
| | PERRET Jean | Neurologie |
| | PERRIN Louis | Pathologie expérimentale |
| | PFISTER Jean-Claude | Physique du Solide |
| | PHELIP Xavier | Rhumatologie |
| Mlle | PIERY Yvette | Biologie animale |

| | | |
|---|---|---|
| MM. | RACHAIL Michel | Médecine Interne |
| | RACINET Claude | Gynécologie et obstétrique |
| | RENAUD Maurice | Chimie |
| | RICHARD Lucien | Botanique |
| Mme | RINAUDO Marguerite | Chimie macromoléculaire |
| MM. | ROMIER Guy | Mathématiques (IUT B) |
| | SHOM Jean Claude | Chimie Générale |
| | STIEGLITZ Paul | Anesthésiologie |
| | STOEBNER Pierre | Anatomie pathologique |
| | VAN CUTSEM Bernard | Mathématiques Appliquées |
| | VEILLON Gérard | Mathématiques Appliquées (INP) |
| | VIALON Pierre | Géologie |
| | VOOG Robert | Médecine interne |
| | VROUSSOS Constantin | Radiologie |
| | ZADWORNY François | Electronique |

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

| | | |
|---|---|---|
| MM. | BOUDOURIS Georges | Radioélectricité |
| | CHEEKE John | Thermodynamique |
| | GOLDSCHMIDT Hubert | Mathématiques |
| | SIDNEY STUARD | Mathématiques Pures |
| | YACOUD Mahmoud | Médecine légale |

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

| | | |
|---|---|---|
| Mme | BERIEL Hélène | Physiologie |
| Mme | RENAUDET Jacqueline | Microbiologie |

Fait le 30 Mai 1972

# REMERCIEMENTS

Je dois à Monsieur le Professeur BARJON d'avoir pu entreprendre et développer ce travail. Il m'a toujours dirigé avec un infatigable dévouement et fait bénéficier de ses critiques, de ses conseils et de ses encouragements. Je le prie de trouver ici le témoignage de ma trés sincère gratitude et de mon profond attachement.

Monsieur le Professeur BELORIZKI m'a fait l'honneur d'avoir bien voulu examiner mon travail et faire partie de ce Jury. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de mes remerciements les plus respectueux.

Monsieur LAFORE, Ingénieur dans le service de physique de reacteur du C. E. A. et adjoint de Monsieur BUSSAC me fait le grand honneur de se déplacer spécialement à Grenoble pour juger ce travail. Je le prie de trouver ici le témoignage de ma trés vive reconnaissance.

Je suis trés honoré par la présence dans le Jury de Monsieur DE CHOUDENS, responsable du laboratoire du service S. P. E. E. du C. E. N-G. Il a toujours manifesté de l'intérêt pour mon travail et c'est trés vivement que je tiens à le remercier.

Je suis également trés reconnaissant à tout le personnel de la section S. P. E. E. en particulier à Madame HERBEAU, Ingénieur au groupe de dosimétrie du laboratoire des mesures de rayonnements et à Monsieur HADDAD chef du même laboratoire pour leur aide amicale et efficace.

La deuxième partie expérimentale de ce travail à été effectuée en collaboration avec mon ami Constantin LYMBERIS qui poursuit un travail dans le même esprit. Qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements les plus profonds.

Je tiens à remercier aussi tout le personnel du service des Accélérateurs du C. E. N-G., en particulier Monsieur GILOPPE, pour leur aide dans l'accomplissement de la partie expérimentale de ce travail.

TABLE DE MATIERES


Page

INTRODUCTION ..... 1

CHAPITRE I - CALCUL DE q(r,E) à E = o,5 MeV .

I - 1 ) Méthode de Monte-Carlo ..... 5

I - 2 ) Organigramme et plan de travail ..... 9

I - 3 ) Calcul des paramètres d'un neutron ..... 10

I - 4 ) Comportement géométrique d'un neutron ..... 28

I - 5 ) Découpage en énergie ..... 29

I - 6 ) Résultats théoriques et interpolation ..... 31

CHAPITRE II - DISTRIBUTION DU FLUX THERMIQUE .

II - 1 ) Introduction ..... 36

II - 2 ) Théorie multigroupe ..... 37

II - 3 ) Applications et résultats ..... 44

CHAPITRE III - VERIFICATION EXPERIMENTALE .

III - 1 ) Introduction ..... 56

III - 2 ) Mesure du flux thermique ..... 57

III - 3 ) Détermination du flux thermique ..... 58

III - 4 ) Mesure de la sensibilité ..... 65

CONCLUSION ..... 70

APPENDICES ..... 71

BIBLIOGRAPHIE ..... 87

# INTRODUCTION

Le dispositif multisphère pour la dosimétrie des neutrons rapides est l'essentiel d'une méthode relativement simple qui permet de déterminer, avec une certaine précision, le flux, la dose absorbée et l'équivalent de dose dans le cas d'une irradiation avec des neutrons rapides .

Des travaux expérimentaux ont été fait aux USA par Bramblett, Ewing et Bonner vers 1960, et en France par Benezech, Zaborowski, Barthoux et. Lamberieux .

Un peu comme dans le cas de détecteurs à activation dont les sections efficaces aux neutrons sont diverses, on peut, en employant des sphères en polyéthylène de différents diamètres , établir expérimentalement ( en mesurant le flux thermique au centre) des réponses à des flux monoénergétiques de neutrons normalisés à $1 n/cm^2$ . Par combinaison des différentes sphères, on peut remonter théoriquement au flux incident inconnu .

Dans le cadre des améliorations de cette technique se pose, pour chaque sphère, la mesure théorique et expérimentale de la perte de sensibilité quand on utilise un cristal d'Iodure de Lithium nu au centre de la sphère, puis entouré par du Cadmium qui détecte seulement les neutrons " épithermiques " .

Nous avons, en plus, pensé qu'une étude théorique directe, c'est-à-dire une étude relativement compléte de l'intéraction d'un faisceau de neutrons rapides ( 14 MeV par exemple ) dans des sphères en polyéthylène contenant en son centre le cristal $ILi^6$, permettrait l'étude particulière, c'est-à-dire la prise en compte des différents phénomènes intéressant l'histoire de l'intéraction des neutrons rapides depuis le choc initial jusqu'à la thermalisation de manière a pouvoir déterminer l'influence exacte dans la variation des paramètres essentiellement le diamètre de la sphère et la taille du cristal de $ILi^6$ .

Les résultats de cette étude théorique doivent évidement être confirmés par l'expérience . C'était donc le sens du travail proposé .

La première option à prendre était la méthode d'étude théorique de ce problème : On a pensé aux deux méthodes " classiques " : application d'une code de transport adapté à ce problème particulier, ou calcul Monte-Carlo .

Le second apparait comme plus satisfaisant dans ce cas particulier car il est mieux adapté à ce problème grâce a son principe de simulation directe que l'on peut appliquer à la géométrie que l'on desire . Malheureusement, comme il serait à reprendre sur un grand nombre de sphères, ce calcul demande des temps de machine considérable . Quant à la première, son application n'était pas immédiat dans la mesure où il n'existait pas déjà de code de transport adapté et le créer demandait un travail qui dépasse les dimensions de cette étude qui devait être à la fois simple et efficace .

Nous avons, aussi, pensé pouvoir établir une méthode mixte s'inspirant de l'une et de l'autre dans le domaine le mieux approprié .

En applicant la méthode Monte-Carlo pour les premiers chocs caractérisés par des grandes pertes d'énergie et des probabilités de parcours c'est-à-dire de fuite importante, on s'apercoit qu'un nombre relativement petit de chocs peut être pris en compte pour décrire l'état de " la source interne " de neutrons relativement monoénergétiques qui servira à une étude analytique multigroupe simple donnant, avec une précision suffisante, le flux et le spectre en tout point de la sphère .

Le synthèse de ces deux méthodes conduit donc à un calcul relativement simple, facilement adaptable à d'autres géométries et à d'autres méthodes, et qui pourrait être appliqué avec interêt aux problèmes de détermination des spectres et des flux de neutrons rapides dans des milieux légèrs, c'est-à-dire dans les problèmes de dosimétrie, protection ou neutronothérapie .

POSITION DU PROBLEME :

But recherché et division du travail :

Le but de notre travail était donc de faire choix d'une méthode de calcul susceptible de donner des résultats correctes du flux thermique et du flux en ralentissement au centre de la sphère, c'est-à-dire dans la region du détecteur.

La connaissance de ces deux flux permet le calcul du taux de comptage respectif et donc de la perte de sensibilité .

Partant du principe que les premiers chocs, surtout sur l'Hydrogène, dégradent trés rapidement l'énergie des neutrons, et que les sections efficaces de diffusion , surtout celle de l'Hydrogène, augmentent trés rapidement lorsque l'énergie diminue , il nous a semblé qu'un calcul analytique multigroupe était raisonnable à partir d'une source de neutrons d'environ o,5 MeV résultant de l'étude Monte-Carlo étendu seulement à quelques chocs . La source est donc la densité de ralentissement à cette énergie, donnée par la position du " dernier choc " faisant passer le neutron d'une énergie supérieure à une énergie inférieure à cette valeur de coupure .

Comme seule compte, en géométrie sphérique, la distance au centre, le calcul analytique est relativement simple pouvant, pour des raison de symétrie sphérique, ne pas tenir compte de la dépendance en $(\theta, \varphi)$ du terme source.

Le calcul nous permet la détermination du flux et du spectre dans le domaine où l'absorption des neutrons en ralentissement, tant pour le lithium que pour le Carbone, doit être pris en compte et nous permet le calcul de l'absorption donc des taux de comptage dans le lithium, sommés depuis les énergies supérieures jusqu'à o,6 eV et de cette valeur à l'énergie thermique et en fin sur l'énergie thermique .

En tenant compte des différentes corrections, dont la plus importante est le facteur d'autoprotection, on peut ainsi déterminer la perte de sensibilité qui peut être facilement vérifiée expérimentalement grâce aux neutrons de 14 MeV produit par un accélérateur électrostatique utilisant la réaction ( d,t ).

Les résultats expérimentaux ont confirmés les résultats calculés pour la sphère de 15 pouces .

Nature et géométrie du système :

Le milieu ralentisseur utilisé est une sphère en polyéthylène .

Diamètre de la sphère = 15 pouces = 38,10 cm

Densité du polyéthylène = 0,92 .

Une mole de $(CH_2)$, c'est-à-dire 14 g, contient $6,023 \times 10^{23}$ molécules ( nombre d'Avogadro ) . Le nombre de molécules par $cm^3$ sera :

$$N = \frac{\rho}{A} \times \mathcal{N} = 0,0396 \times 10^{23} \text{ molécules/cm}^3$$

où $\rho$ est la densité, A est la masse atomique .

$N_C$ et $N_H$ étant le nombre d'atomes de carbone et d'hydrogène dans un $cm^3$ de $CH_2$ , on aura :

$$N_C = N = 0,0396 \times 10^{24} \text{ atomes / cm}^3$$

$$N_H = 2N = 0,0792 \times 10^{24} \text{ atomes / cm}^3$$

Si on désigne par $\sigma$ la section efficace microscopique correspondant à un processus donné, la section efficace macroscopique sera alors:

$$\Sigma_C = N_C \sigma_C = N \sigma_C$$

$$\Sigma_H = N_H \sigma_H = 2N \sigma_H$$

d'où $$\Sigma(CH_2) = \Sigma_H + \Sigma_C = N ( 2 \sigma_H + \sigma_C ) = 0,0396 ( 2\sigma_H + \sigma_C )$$

$\sigma$ étant en barn, $\Sigma$ est en $cm^{-1}$ avec : 1 barn = $10^{-24}$ $cm^2$ .

# CHAPITRE I

## CALCUL DE LA DENSITE DE RALENTISSEMENT

## q(r,E) à E=0,5 MeV

### I - 1 ) METHODE DE MONTE-CARLO

a ) Principe de la méthode :

L'idée fondamentale de la méthode de Monte-Carlo est de substituer à un problème réel un problème imaginaire et stochastique susceptible d'avoir les mêmes conditions . Ce problème imaginaire peut être traité directement par une résolution numérique en se placant d'un point de vue statistique et sans passer par l'intermédiaire d'équations fonctionnelles . Cette idée convient particuliérement à certains problèmes physiques dont l'étude repose sur une base statistique .

L'un des buts de la méthode de Monte-Carlo est de suivre individuellement l'histoire de chaque neutron depuis sa naissance ou son entrée dans un système donné jusqu'à sa disparition ou sa sortie du système, puis de réconstituer les grandeurs physiques à partir de la contribution de chaque neutron à ces dernières . Le phénomène réel se trouve ainsi décomposé en une suite d'événements d'aprés le principe habituel du calcul des probabilité . Ces événements peuvent être d'aspect discontinu auquels sont attachés des variables discrètes, ou d'aspect continu auquels sont attachés des variables continues .

La nature d'un événement est déterminée par un tirage au hasard que l'on compare à la probabilité ou à la densité de probabilité de réalisation d'un tel événement . Il en resulte qu'il est d'abord nécessaire de disposer d'un ensemble de nombres au hasard uniformement distribués dans l'inter - valle ( o - 1 ) .

La méthode que l'on a adopté est une congruence multiplicative simple qui ne peut être utilisée que sur IBM 360 . La période du générateur est de :

$$2^{29} \simeq 5 \times 10^{8}$$

Le sous programme est appelé par l'instruction Fortran IV

CALL HASARD( IX,IY,Y )

où IX : est un nombre entier $< 2^{31}$ qui doit être défini avant le premier appel, mais dont on ne se préoccupe plus dans la suite du programme.

IY : est un nombre entier, réparti uniformément entre o et $2^{31}$ .

Y : est un nombre flottant, réparti uniformément entre o et 1 .

Il faut 20 minutes pour tirer $10^{6}$ nombres aléatoires, les cumuler dans 10 intervalles, calculer leur moyenne .

Le problème physique se transforme donc, par la méthode de Monte-Carlo, en une suite de calculs que la machine électronique exécute et peut répéter avec chaque fois des nombres au hasard différents . Pour avoir une bonne précision, il faut que la répétition de la série de calculs soit suffisante . Les résultats sont alors obtenus avec une fluctuation qui diminue au prix d'un temps de machine de longue durée .

b ) Applications :

On va examiner maintenant comment on peut associer un processus physique gouverné par une loi de probabilité à des tirages de nombres pris au hasard . Pour cela, il nous faut séparer le cas des probabilités discontinues de celui des probabilités continues .

Evénement à répartition discontinue :

Il s'agit, par exemple, pour chaque collision, de décider de la nature du choc ( diffusion, capture, ... ) connaissant les sections efficaces .

D'une facon générale, si on connait les probabilités discontinues $P_1$, $P_2$,..., $P_n$ correspondantes à différents événements d'un processus physique on peut associer à un nombre x tiré au hasard l'événement de probabilité $P_i$ lorsque x vérifie les inégalités suivantes :

$$\boxed{\sum_1^{i-1} P_i < x \leqslant \sum_1^{i} P_i} \qquad (o1)$$

avec $$\sum_1^{n} P_i = 1$$

Evénements à répartition continue

Dans ce cas, les événements d'un processus physique sont définis par une quantité y , comprise entre deux limites a et b , et gouvernés par une densité de probabilité g(y) .

Le problème revient à chercher les quantités y qu'il faut associer à une suite de nombres tirés au hasard pour que la répartition des y ainsi obtenue obéisse à la loi g(y) . Pour cela, on tire un nombre x et on cherche une fonction y = f(x), croissante qu'il faut faire correspondre à la distribution uniformement répartie des x pour obtenir une distribution des y conforme à la loi g(y) .

La fonction f(x) est obtenue en égalant la probabilité pour que x soit compris entre o et une valeur quelconque X de l'intervalle (o,1) à la probabilité pour que y soit compris entre f(o)=a et f(X) :

$$\int_o^X dx = \int_a^{f(X)} g(y)\, dy \qquad \text{avec} \qquad \int_a^b g(y)\, dy = 1$$

G(y) étant une primitive de g(y) , l'équation précedente s'écrit alors :

$$X = G\left[f(X)\right] - G(a)$$

d'où $$\boxed{f(X) = G^{-1}\left[X + G(a)\right]} \qquad (o2)$$

Cette méthode n'est possible que dans les cas suivants :

- On sait calculer une primitive de g(y) ,
- on sait inverser le fonction ainsi obtenue .

c ) Exemple d'un calcul Monte-Carlo :

Comme exemple d'un calcul Monte-Carlo, on considère le cas où un neutron diffusé élastiquement par un noyau de manière anisotrope la section efficace différentielle de collision élastique peut être représentée analytiquement de manière satisfaisante à l'aide d'un développement en pôlynome de Legendre limité aux deux premiers termes .

D'une façon générale, si on désigne par $\sigma_{el}(\mu)$ la section efficace différentielle, $\mu$ le cosinus de l'angle de diffusion dans le système ( CM ) et a et b des coéfficients, on peut écrire :

$$\sigma_{el}(\mu) = a + b\cos\theta = a + b\,\mu$$

La densité de probabilité de la variable $\mu$ sera donnée par :

$$g(\mu) = \frac{\sigma_{el}(\mu)}{\int_{-1}^{+1} \sigma_{el}(\mu)\, d\mu} = \frac{a + b\,\mu}{2\,a}$$

En posant $\alpha = b / a$ , on aura :

$$g(\mu) = \frac{1}{2}(1 + \alpha\,\mu) \qquad \text{avec} \qquad g(\mu)\, d\mu = 1$$

Par application de la formule 2 , on peut écrire :

$$\int_0^X dx = \frac{1}{2}\int_{-1}^{\mu} (1 + \alpha\,\mu)\, d\mu$$

d'où $$X = \frac{1}{2}\left[\frac{\alpha\,\mu^2}{2} + \mu + 1 - \frac{\alpha}{2}\right]$$

La loi de distribution des angles sera alors :

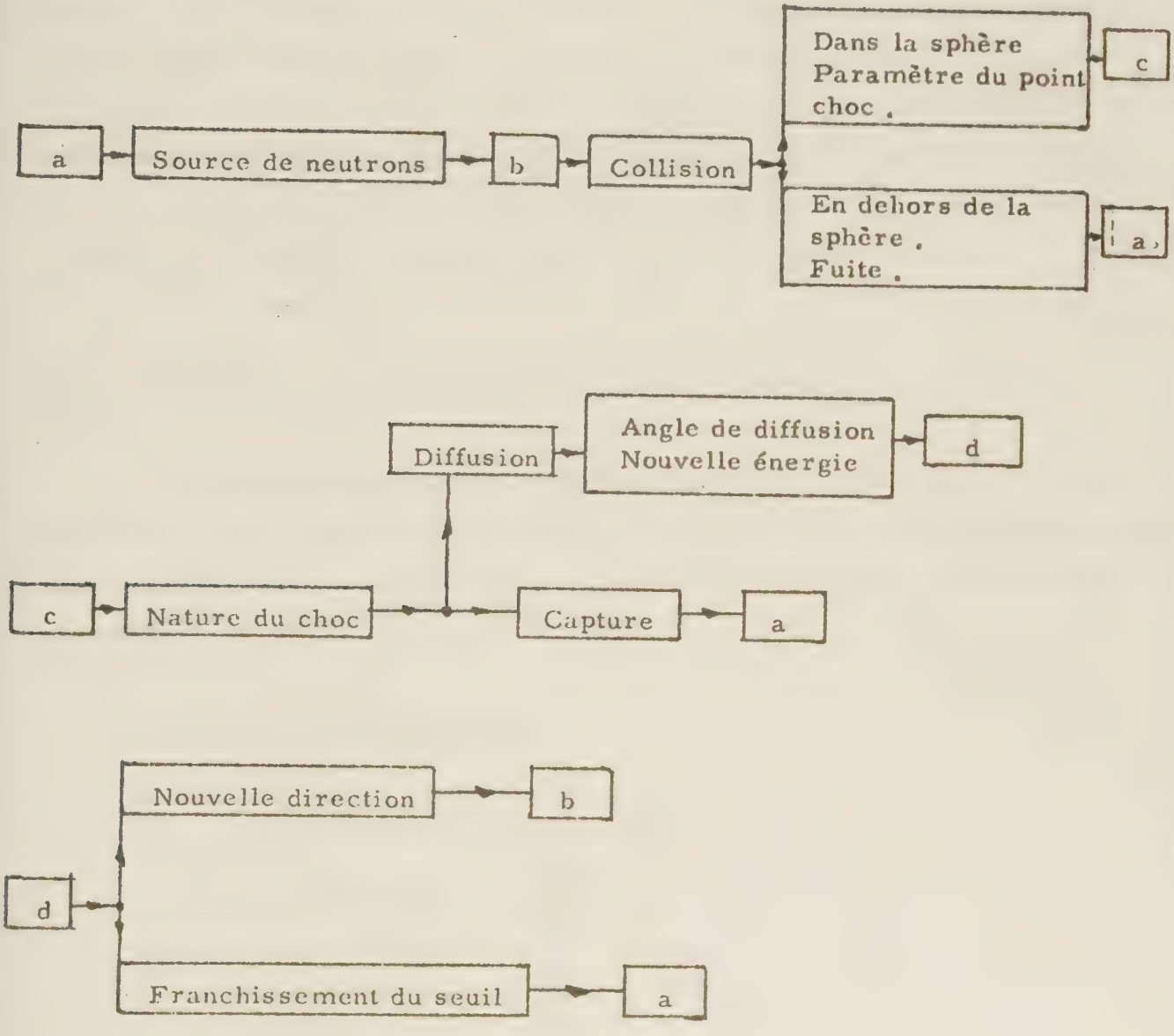
$$\mu(x) = \frac{-1 \pm \sqrt{(1-\alpha)^2 + 4\,\alpha\,x}}{\alpha}$$

où x est un nombre tiré au hasard et est compris entre o et 1 .

## I - 2 ) ORGANIGRAMME ET PLAN DE TRAVAIL :

La succession des opérations qu'on va développer dans les paragraphes suivants se schématise par un organigramme simple qui est le stade intermédiaire entre le problème à traiter et l'écriture du programme destiné à la machine à calculer .

L'organigramme exposé ici ( Fig 1 ) est relativement sommaire, son but est de montrer les différentes étapes de notre étude .




( Fig 1 )

a - Cette opération consiste à extraire, à un certain instant, un neutron de la source . Les distributions spatiale et énergétique doivent être spécifiées .

b - Une routine générale doit décider , pour un neutron donné, si la collision s'éffectue ou non dans le système . Le concept physique essentiel qui répond à cette question est le libre parcours moyen . Les paramètres du point choc sont alors déterminés avant de continuer l'histoire du neutron .

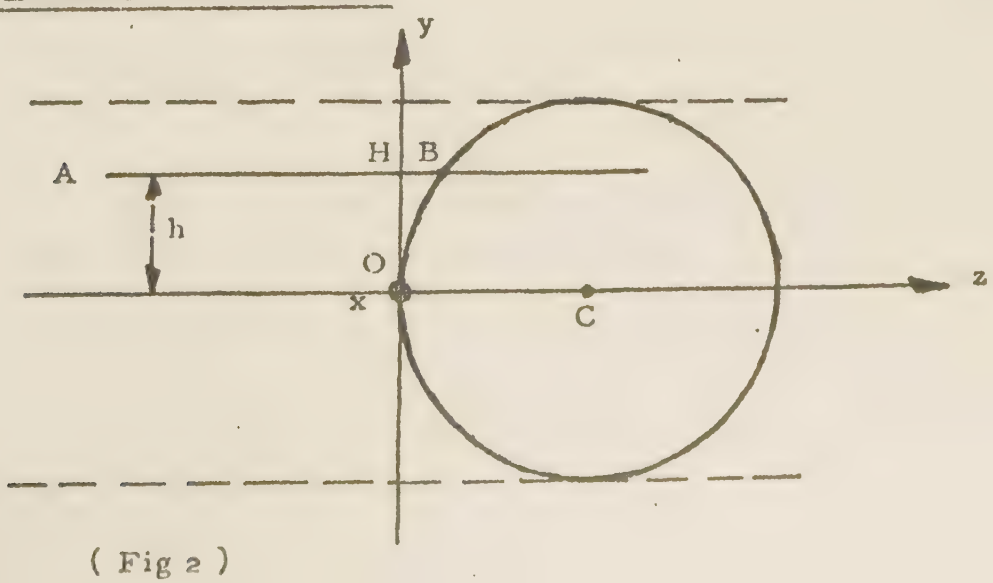
c - La collision dépend naturellement du système physique . Le but est de savoir la nature exacte du choc pour en tirer le sort du neutron . Dans le cas où le choc est une absorption, l'histoire du neutron est terminée et on passe à (a). Si le choc est une diffusion, on doit calculer l'angle de diffusion dans le système du laboratoire et son énergie aprés le choc .

d - Si l'énergie ainsi trouvée est inferieure à une énergie seuil bien déterminée, on stoke les coordonnées du point choc, et on passe directement à (a) , sinon un calcul purement géométrique détermine les nouveaux paramètres de direction du neutron aprés le choc, et on passe à (b).

## I - 3 ) CALCUL DES PARAMETRES D'UN NEUTRON :

L'étude polycinétique de la propagation des neutrons exige la manipulation d'un grand nombre d'information . Dans ce chapitre on va exposer tous les paramètres qui servent à définir et à étudier l'histoire d'un neutron tout en montrant la façon dont ils ont été utilisés .

a ) Emission des neutrons :




( Fig 2 )

On considère comme référentiel , un système d'axes rectangulaires ( Oxyz ) . Le plan xOy est supposé tangent à la face d'entrée de la sphère au point O , l'axe Oz passant par son centre . Dans ce cas, les coordonnées du centre de la sphère seront C( o,o,R ) . On désignera dans la suite par axe de la sphère l'axe Oz .

Pour simplifier le calcul et pour éviter le tirage des nombres, on suppose que les neutrons ont une énergie bien déterminée ( 14 Mev ), et qu'ils viennent d'une source ponctuelle placée à l'infini . Dans ce cas les neutrons tombent sur la sphère parallèlement à son axe . Un neutron sera donc défini tout simplement par sa distance à l'axe Oz .

Considérons un neutron qui suit la trajectoire AH (Fig 2 ) dont la distance à l'axe est h . Cette distance détermine une des coordonnées de la position du premier choc ( Y = h ) . Avant d'entrer dans la sphère, le neutron parcours une distance HB = a à partir du plan xOy qui varie avec la distance h dont il faut tenir compte en l'additionnant à la distance parcourue par le neutron dans la sphère .

Si on designe par $Z_o$ cette distance (Voir paragraphe suivant ) la position du premier choc aura les coordonnées suivantes :

$X = o$ ( Symétrie de revolution autour de l'axe )

$Y = h$

$Z = Z_o + a$

Un calcul géométrique simple montre que a est lié à h par la formule suivante :

$$a = R - \sqrt{R^2 - h^2} = R \left[ 1 - \sqrt{1 - \frac{h^2}{R^2}} \right]$$

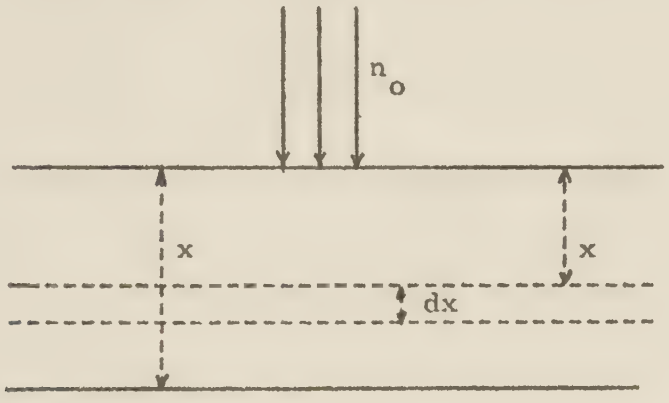
La longueur a , nulle pour un faisceau confondu avec l'axe Oz, devient de plus en plus importante quand on s'éloigne de cet axe .

b ) Distribution des libres parcours :

Le neutron lancé, pénètre dans la sphère et subit la loi d'atténuation . Cette loi, que l'on ramène au tirage des nombres au hasard, est déterminée de la facon suivante :

Considérons une plaque homogène de surface unité et d'épaisseur x contenant des noyaux à raison de N par unité de volume . Soit $n_o$ l'intensité d'un faisceau de neutrons de même énergie et tombant normalement sur la plaque ( Fig 3 ) .

(Fig 3 )




Un certain nombre de neutrons ont une interaction dans l'épaisseur o à x qui a pour effet de lui faire quitter le " groupe " des neutrons monoénergétiques et monodirectionnelles .

n neutrons non perturbés arriveront en x . La portion $\frac{dn}{n}$ qui subissent un choc dans la traversée dx est proportionnelle à N et à dx, et on a :

$$\frac{dn}{n} = - \sigma N dx = - \Sigma dx$$

Le signe ( - ) indique que l'intéraction a pour effet d'éliminer les neutrons du groupe considéré, $\sigma$ et $\Sigma$ sont les sections efficaces microscopique et macroscopique totales du processus en question .

Désignon par $p(x)\,dx$ la probabilité pour qu'un neutron fasse son premier choc entre x et x+dx . Cette probabilité est le produit des deux probabilités :

- d'avoir un choc entre x et x+dx : $\Sigma dx$
- d'arriver en x sans avoir eu des chocs préalables : $\exp(-\Sigma x)$ .

D'où $$p(x)\,dx = \exp(-\Sigma x)\,\Sigma dx$$

Si on désigne par $\lambda$ la distance moyenne entre deux chocs successifs, on aura :

$$\lambda = \int_0^{\infty} x\, p(x)\, dx = \int_0^{\infty} \Sigma x \exp(-\Sigma x)\, dx = \frac{1}{\Sigma}$$

C'est le libre parcours moyen pour un processus donné et à une énergie bien déterminée.

La densité de probabilité sera alors :

$$p(x) = g(y) = \frac{1}{\lambda} \exp(-y/\lambda).$$

où $\lambda$, dans un calcul Monte-Carlo, est le libre parcours moyen total correspondant à tous les processus physiques qui peuvent avoir lieu dans le milieu considéré sans faire la distinction entre diffusion ou capture.

Par application de la formule ( 2 ), dans laquelle on fait a = o et b = $\infty$ comme bornes d'intégration, on aura :

$$\int_0^X dx = \int_0^{f(X)} \frac{1}{\lambda} \exp(-y/\lambda)\, dy = \frac{1}{\lambda} \left[ -\lambda \exp(-y/\lambda) \right]_0^{f(X)}$$

d'où

$$X = -\left[ \exp(-f(X)/\lambda) - 1 \right]$$

La loi de distribution des libres parcours s'écrit alors :

$$\boxed{y = f(X) = -\lambda \operatorname{Log}(1 - x)} \qquad (03)$$

où x est un nombre tiré au hasard.

La variation de la section efficace avec l'énergie du neutron entraine une variation de la libre parcours moyen $\lambda$, donc de la distance traversée par le neutron entre deux chocs successifs. Pour tenir compte de cette variation, on a dressé un tableau donnant à chaque groupe g d'énergie la valeur $\lambda_g$ correspondante.

On verra dans la suite le découpage en énergie, et la façon dont on a fait cette correspondance.

c ) Nature d'un choc :

Soient : $\Sigma_H(E)$ la section efficace macroscopique de diffusion élastique de l'Hydrogène, $\Sigma_T(E)$ la section efficace macroscopique totale du polyéthylène à l'énergie E ..

La probabilité pour qu'un neutron ait un choc élastique avec l'Hydrogène à cette énergie est : $\Sigma_H / \Sigma_T$ .

On tire un nombre aléatoire x . Si $x < \Sigma_H / \Sigma_T$ on a une collision élastique avec un atome d'Hydrogène, sinon, la collision est avec un atome de Carbone . Dans ce cas, on peut avoir soit une diffusion élastique, soit une diffusion inélastique, soit la réaction $C^{12}(n,n')3\alpha$ , soit une absorption . Désignons respectivement par $P_1$, $P_2$, $P_3$ et $P_4$ les probabilités correspondant à ces processus .

La méthode de Monte-Carlo consiste à tirer un nombre aléatoire x et à le comparer à ces probabilités de la façon suivante :

| | |
|---|---|
| $o < x < P_1$ | diffusion élastique |
| $P_1 < x < P_1 + P_2$ | diffusion inélastique |
| $P_1 + P_2 < x < P_1 + P_2 + P_3$ | réaction $C^{12}(n,n')3\alpha$ |

sinon, le choc est une absorption, et le neutron est capturé .

c - 1 ) Traitement de la diffusion élastique :

Le choc élastique est l'événement le plus simple : le neutron et le noyau se comportent comme de petites balles élastiques impénétrables, et le phénomène relève donc les lois de la mécanique classique .

Distribution des angles :

Dans la suite, on appelera $\psi$ angle de diffusion dans le système du centre de masse ( CM ), et $\theta$ dans le système du laboratoire ( L ) .

x étant un nombre aléatoire, on cherche toujours une fonction $\mu = f(x)$ avec $\mu = \cos\psi$ , qui obéit à une certaine loi de distribution $g(\mu)$ .

Dans le cas où la diffusion élastique est isotrope dans le système du centre de masse, le neutron peut être diffusé avec une égale probavilité dans dans toutes directions de l'espace . On peut donc écrire :

$$\sigma_s(E,\Omega) = \frac{1}{4\pi}\ \sigma_s(E)$$

d'où $$\sigma_s(E,\mu) = \frac{1}{2}\ \sigma_s(E) \qquad \text{dans (CM)}$$

où $\sigma_s(E,\mu)$ est la section efficace différentielle à l'énergie E et suivant l'angle $\psi$ , tel que $\mu = \cos\psi$

$\sigma_s(E)$ est la section efficace totale élastique à l'énergie E .

La densité de probabilité sera alors :

$$g(\mu) = \frac{1}{2}$$

Par application de la formule 2 dans laquelle on remplace a par -1 et b par f(X), on aura :

$$\int_0^X dx = \int_{-1}^{f(X)} g(\mu)\, d\mu = \frac{1}{2}\left[f(X) + 1\right]$$

La loi de distribution des angles dans le système du centre de masse sera alors :

$$\boxed{\mu = f(X) = 2X - 1} \qquad (04)$$

Dans le cas où la diffusion élastique est anisotrope dans le système du centre de masse (CM), on utilise un devéloppement en série de polynômes de Legendre de la section efficace différentielle . Ceci est justifié par le fait que les neutrons diffusés élastiquement, sont diffusés symétriquement autour de la direction d'incidence, et on a :

$$\sigma_s(E,\mu) = \frac{\sigma_s(E)}{2\pi} \sum_{l=o}^{\infty} \frac{2l+1}{2} f_l(E)\, P_l(\mu)$$

où $\mu$ est le cosinus de l'angle de diffusion dans le système (CM) ou dans le système (L), et E est l'énergie du neutron dans le système considéré .

Pratiquement, on peut avoir une bonne approximation en faisant varier l entre o et 6 .

Les coëfficients de Legendre dépendants de l'énergie $f_l(E)$ peuvent être obtenus en appliquant la propriété d'orthogonalité des polynômes de Legendre [o1], et on a :

$$f_l(E) = \frac{2\pi}{\sigma_s(E)} \int_{-1}^{+1} \sigma_s(E,\mu)\, P_l(\mu)\, d\mu \qquad \text{avec} \quad f_o(E) = 1$$

Le premier terme du développement est la section efficace élastique totale .

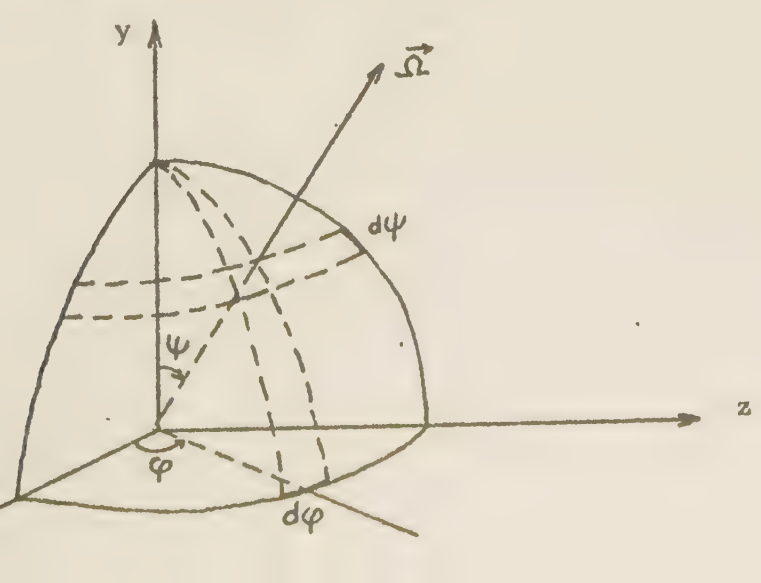
Or, la détermination de $\mu$ est gouvernée par une fonction de distribution $\varphi(E,\vec{\Omega})$ qui dépend de l'élément considéré et de l'énergie .

Si on désigne par $\sigma(E,\vec{\Omega})\, d\vec{\Omega}$ la section efficace de diffusion d'un neutron d'énergie E , et de direction $\vec{\Omega}$ à $d\vec{\Omega}$ près, on a par définition :

$$\int_{4\pi} \sigma(E,\vec{\Omega})\, d\vec{\Omega} = \sigma_s(E)$$

où $\sigma_s(E)$ est la section efficace totale de diffusion élastique .

En coordonnées sphériques ( Fig 4 ), on a :




( Fig 4 )

$$\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sigma(E, \psi, \varphi) \sin\psi \, d\psi \, d\varphi = \sigma_s(E)$$

La section efficace différentielle étant indépendante de $\varphi$ (*), on peut écrire :

$$2\pi \int_0^{\pi} \sigma(E, \psi) \sin\psi \, d\psi = 2\pi \int_{-1}^{+1} \sigma(E, \mu) \, d\mu = \sigma_s(E)$$

avec $d\Omega = 2\pi \sin\psi \, d\psi$ .

Ecrite sous la forme $$\int_{-1}^{+1} 2\pi \frac{\sigma(E, \mu)}{\sigma_s(E)} \, d\mu = 1 ,$$

cette formule montre que :

$$p(E, \mu) = 2\pi \frac{\sigma(E, \mu)}{\sigma_s(E)}$$

est la densité de probabilité pour qu'un neutron soit diffusé dans un angle compris entre les valeurs $\pi$ et $\psi$ , $\varphi$ étant arbitraire .

En désignant par $P_\mu$ la probabilité correspondant à un angle de diffusion $\psi$ dans le système (CM), la valeur de $\mu = \cos\psi$ peut être obtenue en résolvant l'équation intégrale suivante :

$$P_\mu = \int_{-1}^{\mu} p(E, \mu) \, d\mu = \int_{-1}^{\mu} 2\pi \frac{\sigma(E, \mu)}{\sigma_s(E)} \, d\mu$$

ou, en remplacant $\sigma(E, \mu)$ par sa valeur, l'équation suivante :

$$P_\mu = \int_{-1}^{\mu} \frac{1}{2} \sum_{l=0}^{6} (2l + 1) f_l(E) P_l(\mu) \, d\mu$$

L'équation intégrale ainsi obtenue étant difficile à résoudre analytiquement, on a trouvé préférablepour simplifier, de substituer à l'intégration

---

(*) Remarque : $\varphi$ est le même dans les deux système (CM) et (L)
$\psi$ tend vers $\theta$ quand la masse atomique A de l'atome choqué tend vers l'infini .

une sommation, c'est-à-dire, de remplacer la variation continue de l'angle de diffusion par une variation discontinue, et de considérer seulement 10 angles dans l'intervalle $(0, 180^\circ)$. On aura alors :

$$P_\mu = 0,1 \sum_{\mu=-0,9}^{+0,9} \sum_{l=0}^{6} (2l+1)\, f_l(E)\, P_l(\mu) \qquad (05)$$

avec $d\mu = \Delta\mu = 0,2$

$\mu = -0,9 \; ; \; -0,7 \; ; \ldots ; \; -0,1 \; ; \; +0,1 \; ; \ldots ; \; +0,7 \; ; \; +0,9$ .

On remarque que lorsque la diffusion est isotrope dans le système (CM), comme $\Omega = 2\pi(1 - \cos\psi) = 2\pi(1 - \mu)$, le nombre de neutrons diffusés dans les intervalles considérés $(1-\mu_1)$, $(\mu_1-\mu_2)$, ... , $(\mu_9 - (-1))$ est constant. ( On a divisé l'angle solide en 10 intervalles égaux à $4\pi/10$ )

Ces probabilités $P_\mu$ varient avec l'énergie du neutron à cause de la présence de $f_l(E)$. Pour tenir compte de cette variation, on a dressé un tableau qui donne, à chaque groupe g d'énergie, les probabilité en fonction de $\mu_g$.

Ainsi, désignons par $P_{\mu_1}$ , $P_{\mu_2}$ ,... , $P_{\mu_{10}}$ les probabilités pour un neutron, d'énergie bien déterminée, d'être diffusé élastiquement suivant des angles dont les cosinus sont $\mu_1, \mu_2, \ldots, \mu_{10}$ dans le système (CM).
On tire un nombre x au hasard, et on le compare à ces probabilités :

Si

| | |
|---|---|
| $x < P_{0,8}$ ..... $\mu = \mu_1 = +0,9$ | 10 intervalles . |
| $x < P_{0,6}$ ..... $\mu = \mu_2 = +0,7$ | |
| ..... | |
| ..... | |
| $x < 1$ ..... $\mu = \mu_{10} = -0,9$ | |

En fin, pour déterminer exactement la direction de diffusion du neutron on doit définir aussi l'angle azimuthal $\varphi$, dont la distribution autour de la direction d'incidence est uniforme à cause de la symétrie . Il sera donné par :

$$\varphi = 2\pi x \qquad (06)$$

où x est un nombre tiré au hasard .

Distribution énergétique :

La diffusion élastique d'un neutron avec un atome du modérateur entraîne une perte d'énergie du neutron d'une quantité variant entre zéro et une valeur maximum donnée par les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie .

Par application de ces deux lois dans le système (CM) et en supposant que l'atome est fixe dans le système (L) avant le choc, on démontre [02] que l'énergie E d'un neutron dans le système (L) aprés une diffusion élastique est fonction de l'angle $\psi$ et de la masse atomique A de l'atome choqué .

$$E = E_o \frac{A^2 + 2A\cos\psi + 1}{(A+1)^2} \qquad (07)$$

D'aprés cette formule, la perte d'énergie est maximum lorsque $\psi = \pi$ et on a alors :

$$E_{min} = E_o \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 = \alpha E_o$$

où $\alpha$, est le facteur de ralentissement, fonction seulement de la masse atomique A du noyau . Ainsi, lorsque A est grand, $\alpha$ est voisin de 1, et la perte d'énergie au cours d'un choc est trés faible . L'énergie du neutron ne pourra donc être dissipée qu'au bout d'un trés grand nombre de chocs .

Par exemple, dans le cas du Carbone où A = 12, on a $\alpha = 0,716$ . La perte énegétique relative la plus forte que l'on puisse observer au cours de la collision est donc :

$$\frac{E_o - E_{min}}{E_o} = 1 - \alpha = 0,284$$

Au contraire, si les noyaux ralentisseurs sont des noyaux d'hydrogène, pour lesquels A = 1, on trouve $\alpha = 0$, ce qui signifie que l'énergie du neutron peut s'annuler au cours d'un seul choc, et être transférée totalement au noyau .

On démontre [02] en plus, que l'angle $\Psi$, dans le système (CM), est lié à l'angle $\theta$ dans le système (L) par la relation :

$$\cos\theta = \frac{A\cos\Psi + 1}{(A^2 + 2A\cos\Psi + 1)^{\frac{1}{2}}} \qquad (08)$$

1 ) Collision avec un atome d'Hydrogène :

Le seul type de collision qu'un neutron puisse avoir avec un atome d'hydrogène est la diffusion élastique, isotrope à $E \leqslant 10$ MeV dans le système (CM). Par extension, on admet qu'elle l'est jusqu'à 14 MeV.
En effet, l'anisotropie dans le système (CM) est donnée [03] par le rapport

$$\frac{\sigma(0^\circ, E)}{\sigma(90^\circ, E)} = k = 1 + 2\left(\frac{E}{90}\right)^2 \qquad E \text{ en MeV}$$

Le tableau suivant donne des valeurs mésurées et calculées de ce rapport pour des énergies comprises entre 1 et 91 MeV :

| E en MeV | k calculé | k expérimental |
|---|---|---|
| 1,0 | 1,0002 | |
| 4,0 | 1,0030 | |
| 8,0 | 1,0160 | |
| 10,0 | 1,0250 | |
| 14,1 | 1,0490 | 1,06 ± 0,023 |
| 27,2 | 1,1830 | 1,28 ± 0,10 |
| 40,0 | 1,3950 | 1,55 ± 0,20 |
| 91,0 | 3,0440 | 3,15 ± 0,10 |

Remarque : Cette anisotropie est le consequance de la mécanique relativiste : Dans un choc nucleon-nucleon, les deux particules sont émises à $\pi/2$ l'un par rapport à l'autre dans le système (L), cet angle ayant tendance à diminuer lorsque l'énergie du nucleon incident augmente .

L'angle de diffusion dans le système (CM) est fourni par la relation (04). Or, la masse atomique de l'hydrogène étant égale à 1, la relation (08) donne :

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1+\cos\psi}{2}} = \cos\frac{\psi}{2} \qquad \text{d'où} \qquad \theta = \frac{1}{2}\psi$$

d'où $\mu = \cos\psi = \cos 2\theta = 2x - 1$

Or $\cos 2\theta = 2\cos^2\theta - 1 \qquad \cos^2\theta = x$

Donc, l'angle de diffusion dans le système ( L ) sera donné par :

$$\boxed{\cos\theta = \sqrt{x}} \qquad (09)$$

De la même facon, la formule (07) donne :

$$\boxed{E = E_o\, x} \qquad (10)$$

Cette relation exprime que, aprés un choc sur l'hydrogène, l'énergie du neutron est également répartie entre o et $E_{max}$. En effet, une étude simple montre que l'isotropie spatiale dans le système (CM) entraîne l'isotropie énergétique. Ce qui revient à dire que tous les intervalles dE sont également probables aprés un choc.

2 ) Choc élastique avec le carbone :

Si $E < 0,1$ Mev, la diffusion élastique sur le carbone est isotrope et la déviation du neutron dans le système (CM) qu'on confond avec celle dans (L) ($A \gg 1$) et on aura :

$$\boxed{\cos\psi \simeq \cos\theta = 2x - 1} \qquad (11)$$

Si $E \geqslant 0,1$ Mev, la diffusion est anisotrope, et l'angle de diffusion dans le système (CM) sera déterminé à partir de la formule (05).

On a tenu compte de la perte d'énergie par choc élastique sur un atome de carbone, et l'énergie du neutron aprés le choc est donnée par :

$$\boxed{E = E_o\,(0,852 + 0,142\cos\psi)} \qquad (12)$$

déduite de la formule (07) dans laquelle on remplace A par 12.

c-2) Traitement de la diffusion inélastique :

La diffusion inélastique sur un noyau de Carbone peut se produire seulement si l'énergie E du neutron est supérieure au premier niveau d'excitation $E_1^* = 4,43$ MeV .

La diffusion inélastique peut être interprétée de la façon suivante : Le neutron incident est capturé, il se forme un noyau composé . Un neutron est ensuite réémis mais avec une énergie cinétique plus faible que celle qui correspondrait à une diffusion élastique . Le noyau résiduel est laissé dans un état excité, il revient à son état fondamental en émettant un ou plusieurs $\gamma$ .

Ces processus peuvent être schématisés ainsi :

$$Z^A + n \longrightarrow (Z^{A+1})^* \longrightarrow (Z^A)^* + n'$$
$$\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\quad \searrow\ Z^A + \gamma$$

1) Diffusion inélastique laissant le Carbone sur le premier niveau :

Le premier niveau excité ( 4,43 MeV ) du Carbone est le seul niveau dont la désexcitation s'éffectue uniquement avec émission de $\gamma$, les autres niveaux excités ( $E \geqslant 7,65$ MeV ) sont principalement des émetteurs $\alpha$ , et les sections efficaces correspondantes sont inclues dans celle de $(n,n')\,3\alpha$ .

Il en résulte, que la section efficace de diffusion inélastique correspond à l'excitation du premier niveau du Carbone, et la probavilité d'excitation de ce niveau est donc :

$$P_{excitation} = \frac{\sigma_{in}(E)}{\sigma_{tot}(E)}$$

où $\sigma_{in}(E)$ est la section efficace inélastique du premier niveau .

$\sigma_{tot}(E)$ est la section efficace totale à l'énergie E .

On admet que la diffusion inélastique sur le Carbone pour $E \leqslant 14$ MeV est isotrope dans (CM), et on aura :

$$\boxed{\begin{aligned} \cos\psi &= 2x - 1 \\ \cos\varphi &= \cos(2\pi x) \end{aligned}} \qquad (14)$$

On démontre [09] que l'énergie E' d'un neutron aprés une diffusion inélastique est donnée en fonction de l'énergie E du neutron incident dans le système (L) par :

$$E' = E\left\{\frac{1}{1+A}\cos\theta + \left[\left(\frac{1}{1+A}\cos\theta\right)^2 + \frac{A}{1+A}\left(1 - \frac{1}{A} - \frac{E^*}{E}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}^2$$

où $E^*$ est l'énergie du noyau excité .

Dans le cas du Carbone, E' est indépendante de $\theta$ . D'où

$$\boxed{E' = E - E^* = E - 4{,}43 \quad (\text{MeV})} \qquad (15)$$

2) Diffusion inélastique conduisant aux niveaux supérieurs:

En ce qui concerne la réaction $C^{12}(n,n')\,3\alpha$, on distingue :

1 ) $C^{12}(n,\alpha)\,Be^9\,(n')\,Be^8\,(2\alpha)$
2 ) $C^{12}(n,\alpha)\,Be^9\,(\alpha)\,He^5\,(n')\,\alpha$
3 ) $C^{12}(n,n')\,C^{12}\,(\alpha)\,Be^8\,(2\alpha)$
4 ) $C^{12}(n,n')\,C^{12}\,(3\alpha)$
5 ) $C^{12}(n,n'\,3\alpha)$

Ces réactions concernent, en plus des niveaux excités du $Be^9$ à 1,95 ; 2,43 et 3,04 MeV, tous les niveaux du $C^{12}$ entre 7,65 et 12,71 MeV .

Plus particulièrement, on démontre que le niveau 7,65 MeV du Carbone se désintègre presqu'exclusivement par émission $3\alpha$ , c'est-à-dire, suivant les réactions 3) et 4) [05] .

Pour tenir compte de ces réactions qui commence pratiquement à $E \geqslant 8,5$ MeV et qui donnent lieu à un spectre continu, on utilise la théorie statistique du noyau qui reste le mieux adapté pour la description de ces réactions .

Ce modèle est basé sur les faits suivants :

- Le neutron incident forme un noyau composé qui se désintègre aprés un certain temps .

- L'excitation du noyau composé correspondant à l'énergie incidente est considérée trés grande pour que les niveaux excités forment un continuum .

- Le mode de désintégration du noyau composé est supposé indépendant de son mode de formation, mais dépendant des paramètres quantiques du système .

On démontre [06] que la section efficace différentielle de diffusion inélastique d'un neutron d'énergie E dans l'intervalle dE' autour de E' est donnée par :

$$\sigma(E \longrightarrow E')\, dE' \propto \sigma(E)\, E' \exp\left(-\frac{E'}{T}\right) dE'$$

où T est la température du noyau, proportionnelle à la racine carrée de l'énergie du neutron incident .

Si on désigne par $\sqrt{\frac{1}{a}}$ le facteur de proportionnalité, on aura :

$$T_{MeV} = \sqrt{\frac{E}{a}}$$

où a est une constante indépendante de l'énergie du neutron incident et vaut, pour le Carbone, 14 $MeV^{-1}$ [07] .

La probabilité pour qu'un neutron diffusé ait une énergie $\leqslant \tilde{E}$ sera donc donnée par :

$$P = \frac{\int_0^{\tilde{E}} E' \exp\left(-\frac{E'}{T}\right) dE'}{\int_0^{E} E' \exp\left(-\frac{E'}{T}\right) dE'} = \frac{1 - \left(1 + \frac{\tilde{E}}{T}\right) \exp\left(-\frac{\tilde{E}}{T}\right)}{\alpha(E)} \qquad (13)$$

où $\alpha(E) = 1 - \left(1 + \frac{E}{T}\right) \exp\left(-\frac{E}{T}\right)$ dépend seulement de l'énergie du neutron incident .

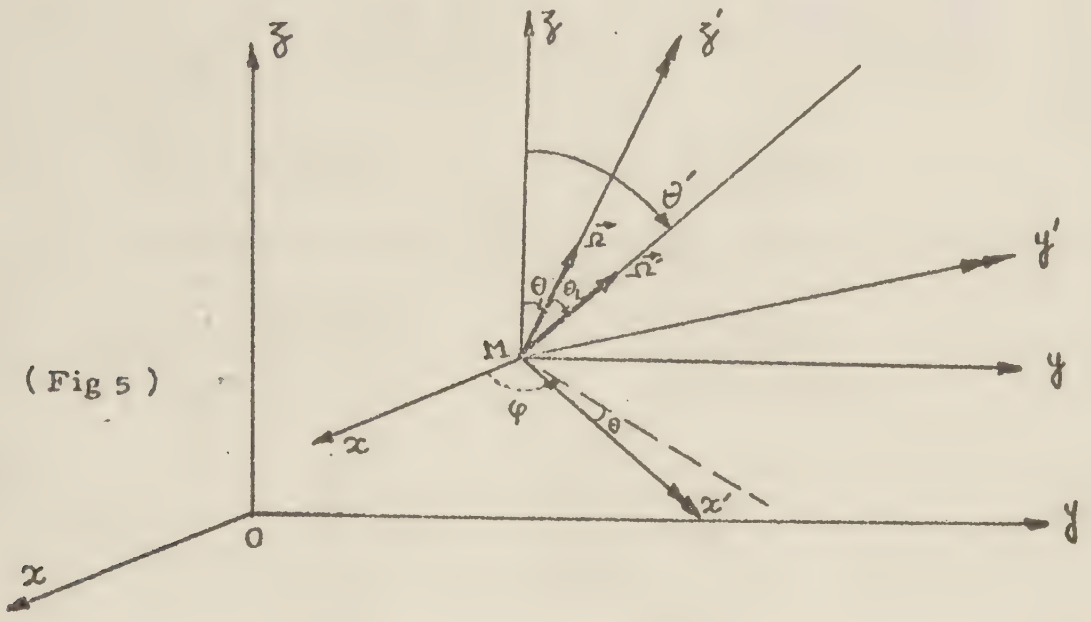
L'équation ainsi obtenue est difficile à résoudre analytiquement . On a choisie une méthode simple qui consiste à calculer, pour chaque groupe d'énergie du neutron incident, la probabilité $P_g$ pour que $\tilde{E}$ ait des valeurs inférieures à o, 1, 2,... MeV. Dans ce cas, la variation continue de l'énergie est remplacée par une variation discontinue .

En procédant ainsi, on obtient le tableau suivant donnant la probabilité pour un neutron d'énergie E d'être diffusé inélastiquement avec une énergie inférieure à $\tilde{E}$ :

| $\tilde{E}$ (MeV) | E=9 MeV | E=10 MeV | E=11 MeV | E=12 MeV | E=13 MeV | E=14 MeV |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0,3554 | 0,3313 | 0,3120 | 0,2939 | 0,2782 | 0,2642 |
| 2 | 0,7127 | 0,6842 | 0,6475 | 0,6357 | 0,6141 | 0,5940 |
| 3 | 0,8883 | 0,8693 | 0,8509 | 0,8343 | 0,8172 | 0,8009 |
| 4 | 0,9596 | 0,9496 | 0,9396 | 0,9293 | 0,9189 | 0,9084 |
| 5 | 1,0 | 0,9814 | 0,9765 | 0,9712 | 0,9655 | 0,9596 |
| 6 | | 1,0 | 0,9911 | 0,9886 | 0,9858 | 0,9827 |
| 7 | | | 1,0 | 0,9960 | 0,9943 | 0,9927 |
| 8 | | | | 1,0 | 0,9977 | 0,9970 |
| 9 | | | | | 1,0 | 0,9988 |
| 10 | | | | | | 1,0 |

On admet, aussi, que la réaction $C^{12}(n,n')\,3\alpha$, pour $E \leqslant 14$ MeV, est isotrope dans le système (CM) . Les rélations (14) donnent alors les angles $\Psi$ et $\varphi$.

d ) Nouveaux paramétres de direction aprés une interaction :




( Fig 5 )

On considére un systéme d'axes rectangulaires Oxyz . On suppose qu'un choc a lieu au point M , que sa direction $\vec{\Omega}$ initiale fait l'angle $\theta$ avec Oz et sa projection sur le plan Mxy l'angle $\varphi$ avec Mx , que sa direction aprés le choc $\vec{\Omega}'$ fait avec $\vec{\Omega}$ l'angle $\theta_L$ et sa projection avec celle de $\vec{\Omega}$ l'angle $\varphi_L$ .

Le problème revient à déterminer les angles $\theta'$ et $\varphi'$ caractérisant la direction $\vec{\Omega}'$ par rapport à Oxyz .

Par rapport au systéme d'axes Mxyz, les composantes de $\vec{\Omega}$ sont :

$$\vec{\Omega}_{Mxyz} = \begin{vmatrix} \sin\theta \cos\varphi \\ \sin\theta \sin\varphi \\ \cos\theta \end{vmatrix}$$

On considère le systéme d'axes ayant la direction $\vec{\Omega}$ comme axe de z' , l'axe des x' se trouvant dans le plan déterminé par cette direction et sa projection sur le plan Mxy . Les composantes de $\vec{\Omega}'$ par rapport à ce systéme seront

$$\vec{\Omega}'_{Mx'y'z'} = \begin{vmatrix} \sin\theta_L \cos\varphi_L \\ \sin\theta_L \sin\varphi_L \\ \cos\theta_L \end{vmatrix}$$

D'aprés sa construction, on passe du systéme Mx'y'z' au systéme Mxyz par la composition de deux rotations, l'une d'axe My' et d'angle $\theta$ dont la matrice de rotation est $R_1$ , l'autre d'axe Mz et d'angle $\varphi$ dont la matrice de

de rotation est $R_2$ :

$$R_1 = \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix} \quad ; \quad R_2 = \begin{bmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi & 0 \\ \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

et on a $\vec{\Omega}'_{Mxyz} = R\ \vec{\Omega}'_{Mx'y'z'}$ avec $R = R_2 \times R_1$

En effectuant le produit matricielle des deux matrices, on aura :

$$R = \begin{bmatrix} \cos\varphi\cos\theta & -\sin\varphi & \sin\theta\cos\varphi \\ \sin\varphi\cos\theta & \cos\varphi & \sin\theta\sin\varphi \\ -\sin\varphi & 0 & \cos\theta \end{bmatrix}$$

D'où

$$\vec{\Omega}'_{Mxyz} = \begin{bmatrix} \quad R \quad \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin\theta_L\cos\varphi_L \\ \sin\theta_L\sin\varphi_L \\ \cos\theta_L \end{bmatrix}$$

Il en résulte que les composantes de $\vec{\Omega}'$ par rapport à Oxyz sont :

$$\vec{\Omega}'_{Mxyz} = \vec{\Omega}'_{Oxyz} = \begin{vmatrix} \cos\varphi\cos\theta\sin\theta_L\cos\varphi_L - \sin\varphi\sin\theta_L\sin\varphi_L + \sin\theta\cos\varphi\cos\theta_L \\ \sin\varphi\cos\theta\sin\theta_L\cos\varphi_L + \cos\varphi\sin\theta_L\sin\varphi_L + \sin\varphi\sin\theta\cos\theta_L \\ -\sin\theta\sin\theta_L\cos\varphi_L + \cos\theta\cos\theta_L \end{vmatrix}$$

Or $\theta'$ et $\varphi'$ sont les angles qui définissent la direction $\vec{\Omega}'$ par rapport au système d'axes Oxyz . Les composantes de $\vec{\Omega}'_{Oxyz}$ peuvent donc être mises sous la forme :

$$\vec{\Omega}'_{Oxyz} = \begin{vmatrix} \sin\theta'\cos\varphi' \\ \sin\theta'\sin\varphi' \\ \cos\theta' \end{vmatrix}$$

qui sont en même temps les cosinus directeurs de la direction $\vec{\Omega}'$ par rapport à Oxyz . On aura ainsi :

$$\alpha = \sin\theta'\cos\varphi' = \cos\varphi\cos\theta\sin\theta_L\cos\varphi_L - \sin\varphi\sin\theta_L\sin\varphi_L + \sin\theta\cos\varphi\cos\theta_L$$

$$\beta = \sin\theta'\sin\varphi' = \sin\varphi\cos\theta\sin\theta_L\cos\varphi_L + \cos\varphi\sin\theta_L\sin\varphi_L + \sin\theta\sin\varphi\cos\theta_L$$

$$\gamma = \cos\theta' = -\sin\theta\sin\theta_L\cos\varphi_L + \cos\theta\cos\theta_L$$

Si s est le trajet effectué par le neutron entre deux chocs successifs, et si la position du premier choc avait les coordonnées ( x,y,z ), les coordonnées de la position du choc suivant seront :

$$x' = x + s\,\alpha$$

$$y' = y + s\,\beta$$

$$z' = z + s\,\gamma.$$

A chaque fois, on doit tirer les valeurs de $\theta'$ et $\varphi'$ à partir des valeurs trouvées pour $\alpha$, $\beta$ et $\gamma$ pour pouvoir déterminer les cosinus directeurs de la trajectoire du neutron aprés chaque choc .

I - 4 ) COMPORTEMENT GEOMETRIQUE D'UN NEUTRON :

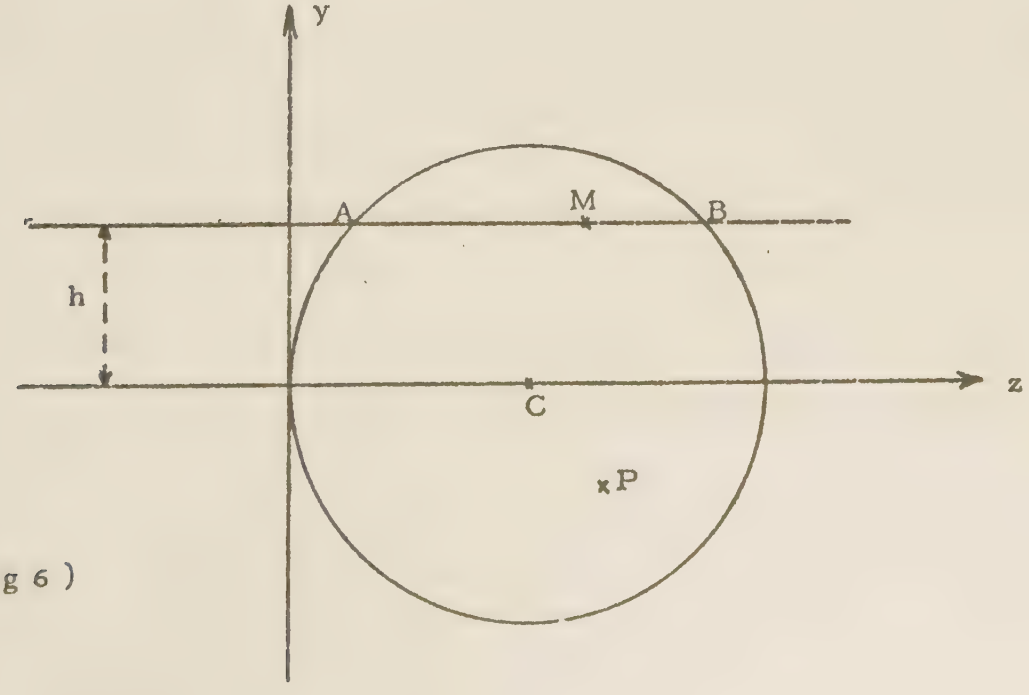
On arrête le calcul Monte-Carlo de l'histoire d'un neutron quand celui-ci quitte la sphère avant de franchir le seuil fixé à 0,5 MeV .

Or, un neutron peut quitter la sphère sans subir aucun choc ou aprés avoir subit un ou plusieurs chocs . On va donc suivre géométriquement un neutron et envisager les différentes possibilités .

Pour cela, on considère un neutron dont la trajectoire est à la distance h de l'axe de la sphère ( Fig 6 ) . La distance maximale que ce neutron peut traverser sans subir aucun choc est égale à :

$$AB = 2\sqrt{R^2 - h^2}$$

et pour un neutron confondu avec l'axe ( h = 0 ) , on retrouve le diametre 2R de la sphère .




( Fig 6 )

On doit vérifier donc, pour déterminer le sort du neutron, que le neutron effectue son premier choc dans la sphere en utilisant l'inégalité suivante :

$$Z_M \leqslant a + AB = R + \sqrt{R^2 - h^2} \qquad (18)$$

où M est la position du premier choc .

Aprés son premier choc dans la sphère, et aprés chaque choc, on doit vérifier que le neutron se trouve toujours dans la sphère . Pour cela, on doit exprimer que la distance CP entre le centre C de la sphère et le point choc P est inférieure au rayon de la sphère :

$$\overline{CP}^2 < R^2$$

Or $\overline{CP}^2 = X_P^2 + Y_P^2 + (Z_P - Z_C)^2$ et $R = Z_C$

où $X_P$ , $Y_P$ et $Z_P$ sont les coordonnées du point choc P .

On doit donc avoir :

$$X_P^2 + Y_P^2 + Z_P^2 - 2 Z_C Z_P \leqslant 0 \qquad (19)$$

I - 5 ) DECOUPAGE EN ENERGIE :

Le programme couvre toute une gamme d'énergie allant de quelques eV jusqu'à 14 MeV . A une énergie plus petite et en particulier l'énergie thermique, le programme n'est pas valable . En effet, il a été écrit dans le but de calculer la distribution spatiale de la densité de ralentissement à n'importe quelle énergie supérieure à l'énergie thermique .

Le choix du seuil énergétique 0,5 MeV a été imposé par le fait que la section efficace d'absorption du Lithium-6 commence à être grande à cette énergie [10].

Pour $E \leqslant 0{,}001$ MeV, la section efficace totale du polyéthyléne est constante [11] , et on a :

$$\sigma_{tot}(H) = 20{,}30 \text{ barns}$$
$$\sigma_{tot}(C) = 4{,}71 \text{ barns}$$

d'où $\sum(CH_2) = 1,794\ cm^{-1}$

$\lambda(CH_2) = 0,557\ cm^{-1}$

Pour $0,001 < E < 0,01$ MeV, la section efficace totale du Carbone est pratiquement constante, tandis que celle de l'Hydrogène varie légèrement. On prend donc une valeur moyenne, on aura :

$\sigma_{tot}(H) = 19,63$ barns

$\sigma_{tot}(C) = 4,70$ barns

d'où $\sum(CH_2) = 1,741\ cm^{-1}$

$\lambda(CH_2) = 0,574\ cm^{-1}$

Pour $0,01 \leqslant E \leqslant 14$ MeV, vu la variation de la section efficace du polyéthylène, et pour simplifier la correspondance entre l'énergie du neutron et les grandeurs physiques nécessaires pour le calcul ( libre parcours, probabilités de diffusion, ... ), on a considéré trois séries de groupes :

- Première série : $0,01 \leqslant E < 0,095$ MeV.

Cette série contient 9 groupes, les 8 premiers ayant pour largeur 0,01 MeV. Si l'énergie d'un neutron se trouve dans un groupe de cette série, l'indice I qui permet à la machine de déterminer une grandeur correspondante est :

$$I = \text{Valeur entière de } \left[\frac{E(N) + 0,005}{0,01}\right] \qquad (20)$$

- Deuxième série : $0,095 \leqslant E < 8,45$ MeV.

Cette série contient 84 groupes, et chaque groupe, sauf le premier, a pour largeur 0,1 MeV. L'indice I sera donné par :

$$I = \text{Valeur entière de } \left[\frac{E(N) + 0,05}{0,1}\right] + 9 \qquad (21)$$

- Troisième série : $8,45 \leqslant E < 14,5$ MeV.

Cette série contient 6 groupes, et chaque groupe, sauf le premier, a pour largeur 1 MeV. L'indice I sera donné par :

$$I = \text{Valeur entière de } \left[\frac{E(N) + 0,5}{1}\right] + 85 \qquad (22)$$

On voit, ainsi, l'intérêt de ce découpage . Il permet une variation continue de l'indice I de 1 à 99 pour les valeurs de l'énergie comprises entre 0,01 et 14 MeV .

Dans les expressions ainsi établies, N représente le nombre de chocs subit par le neutron .

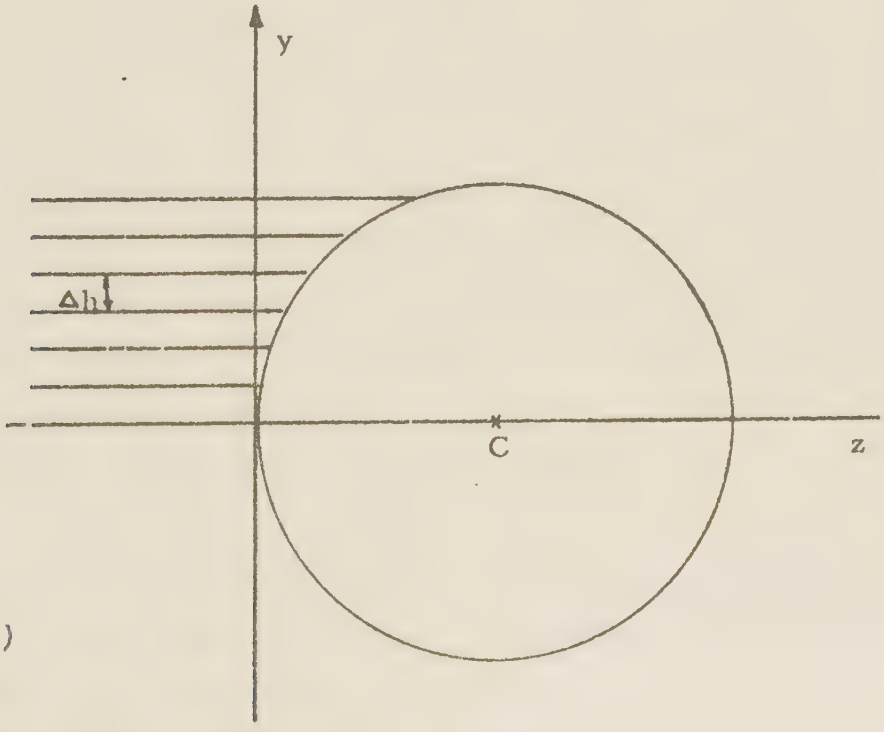
## I - 6 ) RESULTATS THEORIQUES ET INTERPOLATION :

### a ) Résultats théoriques :

A cause de la symétrie de révolution autour de l'axe de la sphère, on étudie seulement les neutrons qui se trouvent dans le plan yOz avec Oy > o .

D'autre part, pour simplifier, on remplace le faisceau couvrant réellement la sphère par un faisceau discontinu ( Fig 7 ).

Pour obtenir des résultats valables, le nombre de faisceaux considérés doit augmenter avec la diamètre de la sphère . Dans notre cas, et pour la sphère de diamètre égale à 15 pouces ( R = 19,05 cm ), on a considéré 7 faisceaux linéaires . La distance $\Delta h$ entre deux faisceaux consécutifs est 3 cm .




( Fig 7 )

Le nombre de neutrons étudiés pour chaque faisceau varie suivant la distance à l'axe de la sphère . En effet, le tableau suivant montre que le nombre de neutrons qui quittent la sphère avant de franchir le seuil 0,5 MeV augmente quand on s'éloigne de l'axe Oz, le nombre de neutrons absorbés restant pratiquement invariable .

On a étudié l'histoire de 18. ooo neutrons, et, pour chaque faisceau, on a considéré un nombre de neutrons qui varie entre 2. ooo et 4. ooo neutrons suivant la distance de ce faisceau à l'axe de la sphère .

Le tableau suivant donne, pour chaque faisceau, sa distance à l'axe et les probabilités correspondant au franchissement du seuil énergétique, à la fuite et à l'absorption .

| . Numero du faisceau | Distance à l'axe ( cm) | Prob. de franchir le seuil | Prob. de fuite | Prob. d'absorption |
|---|---|---|---|---|
| 1 | 0 | 0,613 | 0,342 | 0,045 |
| 2 | 3 | 0,601 | 0,357 | 0,042 |
| 3 | 6 | 0,602 | 0,360 | 0,038 |
| 4 | 9 | 0,542 | 0,412 | 0,046 |
| 5 | 12 | 0,478 | 0,480 | 0,042 |
| 6 | 15 | 0,395 | 0,560 | 0,045 |
| 7 | 17,5 | 0,293 | 0,680 | 0,027 |

Ladistrbution spatiale de la densité de ralentissement pour chaque faisceau pris séparement a été calculée en fonction de la distance du point choc du neutron juste avant de franchir le seuil 0,5 MeV au centre de la sphère . En effet, on peut facilement montrer que dans le but et le cadre de ce travail, seule la distance au centre " r " du dernier choc correspondant à la densité de ralentissement q( 0,5 MeV ) importe . Il est donc inutile de répertorier la distribution q( 0,5 MeV ) en fonction de $\theta$ et $\varphi$ . Il suffit en fait que le dernier choc soit isotrope .

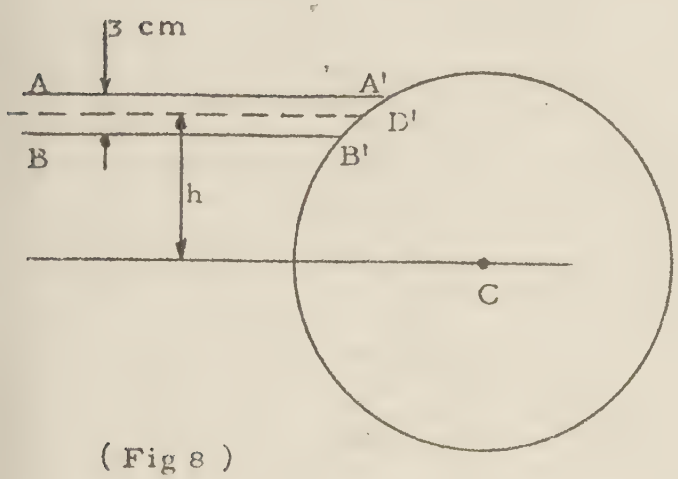
Le tableau suivant donne cette distribution spatiale pour 1000 neutrons par $cm^2$ et par seconde à l'entrée de la sphère dans chaque faisceau :

Tableau I : Densité de ralentissement correspondant à $(4\pi/3)$ x1000 n/cm$^2$/sec à l'entrée de la sphère dans chaque faisceau .

| $(4/3)\pi r^3 N$ /cm$^3$ | Numero du faiscaeu | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| r (cm) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 0 - 1 | 0,666 | | 0,50 | | | | |
| 1 - 2 | 0,715 | 0,0714 | 0,143 | 0,143 | | 0,036 | 0,0286 |
| 2 - 3 | 0,678 | 0,210 | 0,210 | 0,088 | 0,088 | 0,0394 | 0,021 |
| 3 - 4 | 0,316 | 0,284 | 0,190 | 0,108 | 0,036 | 0,0405 | 0,0162 |
| 4 - 5 | 0,312 | 0,328 | 0,164 | 0,126 | 0,071 | 0,0205 | 0,00984 |
| 5 - 6 | 0,260 | 0,215 | 0,162 | 0,106 | 0,066 | 0,0275 | 0,0132 |
| 6 - 7 | 0,208 | 0,209 | 0,235 | 0,124 | 0,0367 | 0,0315 | 0,0236 |
| 7 - 8 | 0,209 | 0,207 | 0,185 | 0,108 | 0,065 | 0,028 | 0,019 |
| 8 - 9 | 0,161 | 0,184 | 0,161 | 0,0995 | 0,0692 | 0,0426 | 0,0194 |
| 9 - 10 | 0,140 | 0,164 | 0,148 | 0,145 | 0,0786 | 0,0295 | 0,0185 |
| 10 - 11 | 0,117 | 0,142 | 0,134 | 0,122 | 0,0885 | 0,0414 | 0,0218 |
| 11 - 12 | 0,114 | 0,124 | 0,108 | 0,104 | 0,0873 | 0,0446 | 0,0312 |
| 12 - 13 | 0,0904 | 0,095 | 0,0907 | 0,094 | 0,104 | 0,0495 | 0,023 |
| 13 - 14 | 0,086 | 0,0776 | 0,094 | 0,100 | 0,087 | 0,0557 | 0,0267 |
| 14 - 15 | 0,075 | 0,073 | 0,080 | 0,0871 | 0,0924 | 0,065 | 0,0298 |
| 15 - 16 | 0,065 | 0,071 | 0,072 | 0,074 | 0,0873 | 0,090 | 0,0333 |
| 16 - 17 | 0,0535 | 0,061 | 0,050 | 0,0535 | 0,0714 | 0,0688 | 0,0416 |
| 17 - 18 | 0,0435 | 0,0495 | 0,054 | 0,0512 | 0,050 | 0,061 | 0,0638 |

b ) Interpolation des résultats :

L'interpolation des résultats est basée sur le fait qu'on calcule la densité de ralentissement par unité de volume, c'est-à-dire par $cm^3$ . Il en résulte qu'un déplacement de 1 cm de la position du point choc d'un neutron dans la sphère change peu les résultats . Or, un tel déplacement entraîne une translation parallèle du faisceau incident de la même quantité . On suppose que ceci reste valable même pour un déplacement du faisceau incident de 1,5 cm .



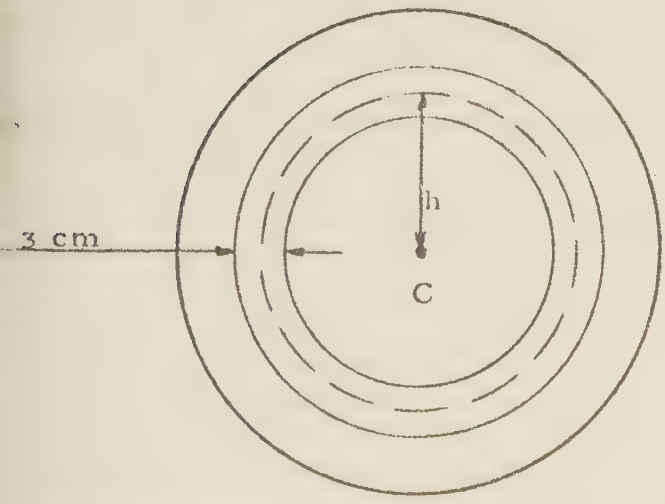

( Fig 8 )

En se basant sur cette hypothèse, on interpole les résultats en supposant que tous les neutrons se trouvant dans un faisceau incident de largeur 3 cm ( AA'BB' ) ( Fig 8 ), se comportent dans la sphère comme s'ils étaient tous concentrés au milieu de ce faisceau ( DD' ).

Or, un faisceau cylindrique de largeur égale à 3 cm et de rayon moyen égale à h cm détermine sur la sphère un anneau circulaire (Fig 9), dont l'aire est donnée par :

$$S = \pi \left[ (h + 1,5)^2 - (h - 1,5)^2 \right]$$

d'où $S = 6 \pi h \quad cm^2$




( Fig 9 ) : Face d'entrée de la sphère .

Si on considère, à l'entrée, un neutron par $cm^2$ et par seconde, le nombre totale de neutrons dans ce faisceau sera alors :

$6 \pi h$ neutrons par seconde .

En procédant ainsi, on obtient le tableau suivant ( Tableau II ) correspondant à $( 4\pi/3 ) \times 1000$ neutrons par $cm^2$ et par seconde à l'entrée :

| r cm | d=0 cm S=7,06 | d=3 cm S=56,6 | d=6 cm S=113 | d=9 cm S=170 | d=12 cm S=226 | d=15 cm S=282 | d=17,5 S=220 | Faisceau couvrant la sphère |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 - 1 | 4,74 | | 56,50 | | | | | |
| 1 - 2 | 5,05 | 4,04 | 16,20 | 24,30 | 10,20 | 10,20 | 6,30 | |
| 2 - 3 | 4,79 | 11,90 | 23,80 | 15,00 | 19,90 | 11,20 | 4,62 | 91,21 |
| 3 - 4 | 2,23 | 16,10 | 21,50 | 18,40 | 8,15 | 11,40 | 3,56 | 81,34 |
| 4 - 5 | 2,20 | 18,60 | 18,60 | 21,40 | 16,05 | 5,80 | 2,16 | 84,81 |
| 5 - 6 | 1,84 | 12,20 | 18,30 | 18,00 | 14,90 | 7,75 | 2,90 | 75,89 |
| 6 - 7 | 1,47 | 11,80 | 26,60 | 21,10 | 8,30 | 8,90 | 5,20 | 83,37 |
| 7 - 8 | 1,48 | 11,70 | 21,00 | 18,40 | 14,70 | 7,90 | 4,18 | 79,36 |
| 8 - 9 | 1,14 | 10,40 | 18,20 | 16,90 | 15,60 | 12,00 | 4,26 | 78,50 |
| 9 - 10 | 0,90 | 9,30 | 16,70 | 24,60 | 17,80 | 8,32 | 4,07 | 81,69 |
| 10 - 11 | 0,83 | 8,05 | 15,10 | 20,80 | 20,00 | 11,65 | 4,80 | 81,23 |
| 11 - 12 | 0,81 | 7,03 | 12,20 | 17,70 | 19,70 | 12,60 | 6,86 | 76,90 |
| 12 - 13 | 0,64 | 5,37 | 10,25 | 16,00 | 23,50 | 13,95 | 5,06 | 74,77 |
| 13 - 14 | 0,61 | 4,40 | 10,60 | 17,00 | 19,70 | 15,70 | 5,87 | 73,88 |
| 14 - 15 | 0,53 | 4,13 | 9,05 | 14,80 | 20,80 | 18,30 | 6,56 | 74,17 |
| 15 - 16 | 0,46 | 4,02 | 8,15 | 12,60 | 19,70 | 25,40 | 7,32 | 77,65 |
| 16 - 17 | 0,38 | 3,45 | 5,65 | 9,10 | 16,10 | 19,40 | 9,16 | 63,24 |
| 17 - 18 | 0,31 | 2,80 | 6,10 | 8,70 | 11,30 | 17,20 | 14,00 | 60,71 |
| 18 - 19 | 0,25 | 1,60 | 4,52 | 6,66 | 9,30 | 13,50 | 11,00 | 46,83 |

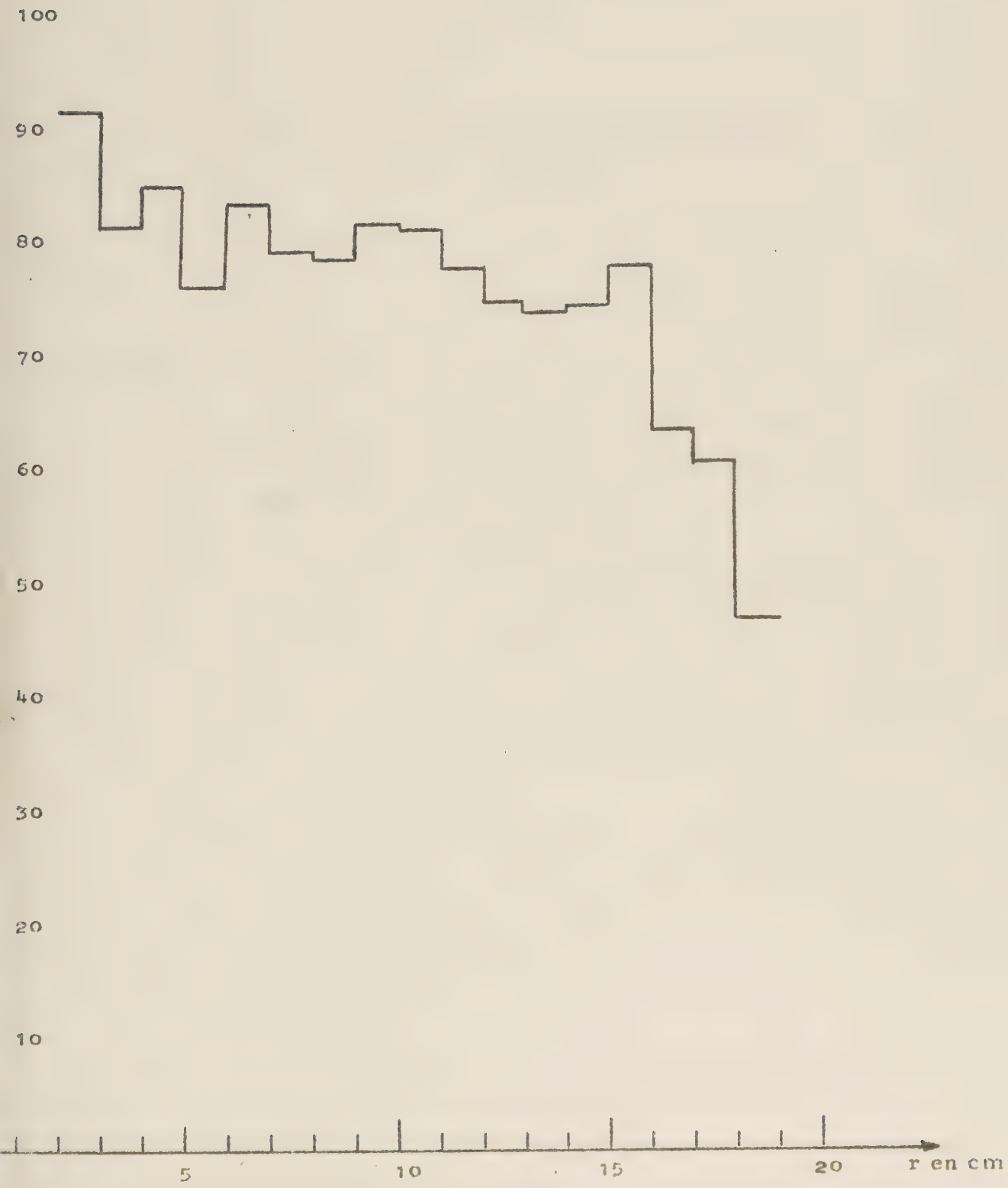
$q(r, E=0,5 \text{ Mev}) \times \frac{4\pi}{3}$

Variation de $q(r, E)$

Source = 1000 n / $cm^2$ / seconde

Energie incidente = 14 Mev

—— Méthode de Monte-Carlo



# CHAPITRE II

## DISTRIBUTION SPATIALE DU FLUX THERMIQUE
## . CALCUL DE LA SENSIBILITE

### II - 1 ) INTRODUCTION :

Le but de ce chapitre est de déterminer la distribution spatiale des neutrons thermiques dans la sphère en prenant en considération les résultats théoriques obtenus dans le chapitre précédent .

Pour cela, on suppose qu'à un instant donné, et pour une énergie $E_o$ bien déterminée, la densité de ralentissement est donnée par $q(r, E_o)$ qui représente en même temps, en supposant la sphère isolée et non soumise à aucun flux extérieur, la distribution spatiale d'une source répartie dans la sphère suivant la loi $q(r, E_o)$ et qui alimente tous les groupes énergétiques de $E < E_o$ jusqu'au domaine thermique .

L'équation de base qui peut donner une solution à ce problème est l'équation de l'âge, c'est-à-dire, l'équation de diffusion dépendant de l'énergie. En effet, cette équation, combinée à une méthode de calcul convenable, permet avec bonne précision, une description du comportement des neutrons même en dehors du domaine thermique .

La méthode la plus efficace dans la recherche d'une solution de cette équation est la théorie multigroupe qui transforme l'équation de l'âge en un ensemble d'équations différentielles couplées qui, avec des conditions aux limites convenables et suivant une géométrie bien déterminée, permettent de donner les résultats correctes .

## II - 2 ) THEORIE MULTIGROUPE :

### a ) Equation de base :

L'équation de base qui va nous servir dans la suite peut être obtenue à partir de l'équation de diffusion de neutrons monoénergétiques dans laquelle on suppose que toutes les grandeurs qui y figurent dépendent aussi de l'énergie donc de la Léthargie .

Or, l'équation élémentaire de la diffusion résulte du bilan des créations et des pertes neutroniques dans chaque élèment de volume du milieu considéré, et on peut écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{Production} - \text{Fuites} - \text{Absorption}$$

soit $$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \operatorname{div}(D\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,\phi) - \Sigma_a \phi$$

où S est le nombre de neutrons produits par $cm^3$ et par seconde ,

$-\operatorname{div}(D\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,\phi)$ est le courant de fuite, c'est-à-dire le bilan des neutrons qui entrent et qui sortent de l'élèment de volume par seconde . Le milieu étant supposé homogène, D sera une constante indépendante du point où l'on se place et on aura :

$$-\operatorname{div}(D\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,\phi) = -D\,\Delta\phi$$

D étant le coéfficient de diffusion à l'énergie considérée .

$\Sigma_a \phi$ est le nombre de neutrons qui sont absorbés dans l'élèment de volume par seconde . $\Sigma_a$ est la section efficace d'absorption du milieu .

L'équation de diffusion s'écrit alors en supposant le régime permanent

$$\boxed{S = -D\,\Delta\phi + \Sigma_a \phi} \qquad (23)$$

La solution de cette équation donne le flux en fonction seulement de la position, elle sera donc applicable au cas des neutrons monoénergétiques . Pour l'adapter à notre cas, il faut introduire une autre variable: l'énergie ou la Léthargie .

Dans l'exposé de la méthode, on exprimera le flux neutronique en fonction d'une variable sans dimension appelée Léthargie, et donnée par :

$$u = \text{Log} \frac{E_o}{E} \qquad (24)$$

où $E_o$ est un niveau d'énergie maximum .

Avec cette variable, on peut définir un flux partiel par unité de bande léthargique $\phi(u)$, tel que, dans la bande du , le flux élémentaire soit $\phi(u)\,du$, et on a :

$$\phi(u)\,du = -\phi(E)\,dE$$

car le nombre de neutrons dans une bande donnée ne dépend pas du choix de la variable . Tenant compte du fait que

$$du = -\frac{dE}{E}$$

on aura :

$$\phi(u) = E\,\phi(E) \qquad (25)$$

et à partir de cette relation, on peut donc facilement transformer les résultats obtenus en fonction de l'énergie des neutrons .

Dans le cas où l'on considére les neutrons en ralentissement, on applique l'équation de la diffusion monoénergétique à ' chaque groupe' d'énergie u à du près .

Si on désigne par $\phi(\vec{r},u)$ le flux des neutrons dans un élément de volume en $\vec{r}$, et dont la Léthargie est u à du près, l'équation précédente peut alors se mettre sous la forme :

$$S(u)\,du = -D(u)\Delta\phi(\vec{r},u)\,du + \Sigma_a(u)\,\phi(\vec{r},u)\,du$$

On peut interpréter S(u) comme étant la somme de deux termes :

- Une source $S_o$ de neutrons provenant d'une réaction nucléaire,
- une source S(u) due au ralentissement des neutrons dans la matière qu'on représente en fonction de la densité $q(\vec{r},u)$ . On aura alors pour cette source:

$$S(u)\,du = q(\vec{r},u) - q(\vec{r},u+du)$$

où $q(\vec{r},u)$ est le nombre de neutrons qui entrent dans l'intervalle du,
$q(\vec{r},u+du)$ le nombre de neutrons qui quittent cet intervalle .

d'où

$$S(u)\,du = -\frac{\partial q(\vec{r},u)}{\partial u}\,du$$

et l'équation de diffusion dépendant de l'énergie peut alors se mettre sous la forme :

$$D\Delta\phi - \Sigma_a \phi + S_o = \frac{\partial q}{\partial u} \qquad (26)$$

dans laquelle: D et $\Sigma_a$ sont fonction de la léthargie alors que $\phi$ et q sont fonctions de la position et de la léthargie .

b ) Principe et méthode de calcul :

Elle consiste à décomposer l'intervalle énergétique dans lequel évoluent les neutrons en un certain nombre de bandes . Les neutrons dont l'énergie est répartie dans une même bande forment alors un groupe, et ils diffusent comme des neutrons monoénergétiques . La modération par diffusion élastique ou inélastique transporte les neutrons d'un groupe à un autre .

Chaque groupe sera représenté par une équation de la forme ( 26), et pour l'ensemble des groupes on aura un ensemble d'équations différentielles couplées . En effet, chaque groupe est alimenté par les groupes supérieurs qui le précedent dans l'échelle, et il alimente à son tour les groupes inférieurs qui le suivent .

Ainsi, en divisant l'intervalle de léthargie $(o, u_{max})$ en N intervalles ( groupes ), on aura le système d'équations suivant :

$$D_i \Delta\phi_i + \Sigma_{ai} \phi_i + S_{oi} = \frac{\partial q_i}{\partial u} \qquad (27)$$

avec $i = 1, 2, \ldots, N$ et $\phi_i = \int_{E_i}^{E_{i-1}} n(E_i)\, v\, dE$

et pour le groupe thermique ;

$$D_o \Delta\phi_o - \Sigma_{ao} \phi_o + q_o = o \qquad (28)$$

On démontre [ 2 ] que le flux est lié à la densité de ralentissement par la rélation suivante :

$$\phi(u) = \frac{q}{\xi \Sigma_s} \qquad (29)$$

où $\xi$ est la perte logarithmique moyenne ,

$\Sigma_s$ est la section éfficace de diffusion .

Les équations (27) donnent alors :

$$\frac{D_i}{\xi_i \Sigma_{si}} \Delta q_i - \frac{\Sigma_{ai}}{\xi_i \Sigma_{si}} q_i + S_{oi} = \frac{\partial q_i}{\partial u} \quad \text{avec } i = 1, 2, \ldots, N . \qquad (30)$$

On considère un groupe bien déterminé dont la largeur en Léthargie est U . En intégrant les deux membres de l'équation (30), on aura :

$$\int_U \frac{D}{\xi \Sigma_s} \Delta q(\vec{r}, u)\, du - \int_U \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} q(\vec{r}, u)\, du + \int_U S_o\, du = \int_U \frac{\partial q(\vec{r}, u)}{\partial u}\, du$$

et en utilisant les notations suivantes :

$$\overline{q}\, U = \int_U q(\vec{r}, u)\, du$$

$$\overline{\left(\frac{D}{\xi \Sigma_s}\right)} = \frac{\int_U \frac{D}{\xi \Sigma_s} \Delta q(\vec{r}, u)\, du}{\int_U \Delta q(\vec{r}, u)\, du} \quad ; \quad \overline{\left(\frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s}\right)} = \frac{\int_U \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} q(\vec{r}, u)\, du}{\int_U q(\vec{r}, u)\, du}$$

$$\overline{S_o}\, U = \int_U S_o\, du \quad ; \quad q_s - q_e = \int_U \frac{\partial q(\vec{r}, u)}{\partial u}\, du$$

on aura :

$$U \left[ \overline{\left(\frac{D}{\xi \Sigma_s}\right)}\, \overline{q} - \overline{\left(\frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s}\right)}\, \overline{q} + \overline{S_o} \right] = q_s - q_e \qquad (31)$$

où $q_e$ et $q_s$ sont les densités de ralentissement d'entrée et de sortie de chaque groupe .

La densité de ralentissement d'entrée dans le premier groupe $q_e$ correspondant à la Léthargie u=o étant connue, on est amené à chercher une rélation qui lie $q_s$ à $\overline{q}$ . En supposant l'intervalle léthargique U trés petit et en appelant toujours $q_e$ et $q_s$ les densité de ralentissement d'entrée et de sortie de chaque groupe, cette rélation peut se mettre sous la forme :

$$\overline{q} = \frac{q_e + q_s}{2} \qquad (32)$$

Tenat compte de cette rélation, et en utilisant les notations :

$$A = U\left(\frac{\overline{D}}{\xi\overline{\Sigma_s}}\right) \qquad \text{et} \qquad B = 2 + U\left(\frac{\overline{\Sigma_a}}{\xi\overline{\Sigma_s}}\right)$$

l'équation (31) peut se mettre alors sous la forme :

$$\boxed{A\Delta\overline{q} - B\,\overline{q} + U\,\overline{S_o} = -2q_e} \qquad (33)$$

c ) Application au cas sphèrique :

L'équation (33) est facile à résoudre en coordonnées sphériques . Pour cela, on fait le changement de variable suivant

$$Q = r\,\overline{q}$$

et on aura $$\Delta\overline{q} = \frac{1}{r}\,\frac{d^2Q}{dr^2}$$

L'équation (33) donne alors :

$$\boxed{A\,\frac{d^2Q}{dr^2} - B\,Q = -\left(rU\overline{S_o} + 2Q_e\right)} \qquad (34)$$

L'équation (34) est remplacée par une équation aux différences finies de la façon suivante : On considère une sphère de rayon R . On divise cette sphère en des anneaux sphériques de rayon moyen $r_n$ et d'épaisseur $\Delta r$ petit pour qu'on puisse décrire la densité de ralentissement en tout point de la sphère .

D'après la théorie des équations aux différences finies [12], les dérivées de Q(r) par rapport à r peuvent se mettre approximativement sous les deux formes suivantes :

$$\left[\frac{dQ(r)}{dr}\right]_{n+1} \simeq \frac{Q(r_n + r) - Q(r)}{\Delta r} = \frac{Q_{n+1} - Q_n}{\Delta r}$$

$$\left[\frac{dQ(r)}{dr}\right]_{n} \simeq \frac{Q(r_n) - Q(r_n - r)}{\Delta r} = \frac{Q_n - Q_{n-1}}{\Delta r}$$

$Q_n$ étant la valeur de Q(r) au point $r_n$ .

La dérivée seconde peut alors se mettre sous la forme approchée :

$$\frac{d^2Q(r)}{dr^2} \simeq \frac{\left[\frac{dQ(r)}{dr}\right]_{n+1} - \left[\frac{dQ(r)}{dr}\right]_{n}}{\Delta r} = \frac{Q_{n+1} - 2Q_n + Q_{n-1}}{(\Delta r)^2}$$

qui devient exacte quand on fait tendre $\Delta r$ vers zéro .

En utilisant cette dérivée seconde, l'équation (34) s'écrit :

$$A\left[\frac{Q_{n+1} - 2Q_n + Q_{n-1}}{(\Delta r)^2}\right] - BQ_n = -\left(r_n \overline{US}_{on} + 2Q_{en}\right)$$

et en désignant par :

$$k = 2 + (\Delta r)^2 \frac{B}{A}$$

$$I_n = \frac{(\Delta r)^2}{A}\left[r_n \overline{US}_{on} + 2Q_{en}\right]$$

on aura l'équation de recurrence suivante :

$$\boxed{Q_{n+1} = kQ_n - Q_{n-1} - I_n} \qquad (35)$$

La solution complète de l'équation (35) est la somme d'une solution générale $H_n$ de l'équation homogène et d'une solution particulière $P_n$ de l'équation complète, et on a :

$$H_{n+1} = kH_n - H_{n-1}$$

$$P_{n+1} = kP_n - P_{n-1} - I_n$$

Ces équations avec l'équation (35) donnent :

$$H_{n+1}Q_n - H_nQ_{n+1} = H_nQ_{n-1} - H_{n-1}Q_n + H_nI_n$$

d'où $$H_{n+1}Q_n - H_nQ_{n+1} = H_1Q_o - H_oQ_1 + \sum H_jI_j$$

En faisant $Q_o = o$ et $H_o = o$, on aura :

$$Q_n = \frac{H_n}{H_{n+1}}\left(Q_{n+1} + \sum_{j=1}^{n}\frac{H_jI_j}{H_n}\right)$$

On introduit les deux variables :

$$\alpha_n = \frac{H_n}{H_{n-1}} \qquad \text{et} \qquad \beta_n = \frac{H_1I_1}{H_n} + \frac{H_2I_2}{H_n} + \ldots\ldots + \frac{H_{n-1}I_{n-1}}{H_n} + I_n$$

elles seront liées par les deux relations de recurrence suivantes :

$$\alpha_{n+1} = k - \frac{1}{\alpha_n} \qquad \text{et} \qquad \beta_n = \frac{\beta_{n-1}}{\alpha_n} + I_n$$

et la solution générale de l'équation (35) sera alors :

$$\boxed{Q_n = \frac{Q_{n+1} + \beta_n}{\alpha_{n+1}}} \qquad (36)$$

$Q_o$ étant égale à zéro, $\alpha_1$ est infini et les premières valeurs de $\alpha_n$ et $\beta_n$ seront

$$\alpha_2 = k$$
$$\beta_1 = \Gamma_1$$

La méthode de résolution consiste à chercher les valeurs des $\alpha_n$ et $\beta_n$ en commençant par la plus petite valeur de n, puis à chercher les valeurs des $Q_n$ en commençant par la plus grande valeur de n, tenant compte du fait que

$$Q_N = o$$

avec $Q_N = Q(r_N)$ , $r_N$ étant le rayon extrapolé .

Cette méthode n'est pratiquement réalisable qu'avec l'aide d'une machine a calculer . On montre en appendice le programme conçu pour cette méthode .

## II - 3 ) APPLICATIONS ET RESULTATS :

### a ) Application au problème envisagé :

Les grandeurs nécessaires pour l'application de la méthode dans le cas d'une sphère en polyéthylène, de diamètre 38,10 cm sont :

1) r = 1 cm ; la sphère ayant un rayon de 20 cm, distance extrapolée y comprise, a été divisée en 20 anneaux circulaires d'égale épaisseur .

2) U = 0,25 , l'intervalle léthargique allant de u=0 ( E =0,5 Mev ) jusqu'à u = 15,5 ( E = 0,1 ev ) a été divisé en 61 groupes énergétiques d'égale largeur .

3) $\overline{S_o} = 0$ , la sphère n'étant soumise, dans la deuxième phase à aucune source extérieure de neutrons .

4) B = 2 ; la section éfficace d'absorption du polyétylène étant négligeable jusqu'à l'énergie 0,1 ev [11] .

Tenant compte de ces valeurs, on aura :

$$k = 2 + \frac{2}{A}$$

$$I_n = \frac{2}{A} \left( Q_{en} \right)$$

Pour le groupe thermique, ces formules sont données par :

$$B = \Sigma_a = 0,0262 \text{ cm}^{-1}$$

$$k = 2 + \frac{0,0262}{A}$$

$$I = \frac{1}{A} \left( Q_{en} \right)$$

Le pouvoir modérateur et lecoefficient de diffusion pour le polyéthylène seront définis par :

$$(\xi \Sigma_s) = \xi_H \Sigma_{sH} + \xi_C \Sigma_{sC} = \Sigma_{sH} + 0,158 \Sigma_{sC}$$

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}} = \frac{1}{3 ( \Sigma_{trH} + \Sigma_{trC} )}$$

On trouve en annexe le tableau donnant les grandeurs physiques utilisées dans le calcul multigroupe, moyennées dans chaque groupe énergétique .

b ) Résultats théoriques :

La méthode ainsi utilisée donne la densité de ralentissement pour chaque groupe énergétique entout point de la sphère pour $r \geqslant 1$ cm . Or, le but de notre travail est la recherche du flux en ralentissement et du flux thermique au centre de la sphère . Il en resulte qu'une simple extrapolation des courbes donnant la distribution spatiale jusqu'à r=o cm, et l'utilisation de la formule (29) permettent d'obtenir les flux par $cm^2$ et par seconde au centre de la sphère .

En procédant ainsi, on obtient le tableau suivant donnant la variation en fonction de la Léthargie de la densité de ralentissement et du flux en ralentissement au centre de la sphère .

| Groupes | q(r=o,u) | $\phi(u)\Delta u$ | Groupes | q(r=o,u) | $\phi(u)\Delta u$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0,0215 | 0,0395 | 32 | 0,01952 | 0,01190 |
| 2 | 0,0210 | 0,0336 | 33 | 0,01950 | 0,01190 |
| 3 | 0,0208 | 0,0291 | 34 | 0,01947 | 0,01185 |
| 4 | 0,0206 | 0,0258 | 35 | 0,01944 | 0,01185 |
| 5 | 0,02045 | 0,0234 | 36 | 0,01941 | 0,01180 |
| 6 | 0,02035 | 0,0212 | 37 | 0,01936 | 0,01175 |
| 7 | 0,02028 | 0,0195 | 38 | 0,01934 | 0,01172 |
| 8 | 0,02025 | 0,0176 | 39 | 0,01929 | 0,01170 |
| 9 | 0,02019 | 0,0163 | 40 | 0,01926 | 0,01165 |
| 10 | 0,02012 | 0,0152 | 41 | 0,01921 | 0,01160 |
| 11 | 0,0201 | 0,0145 | 42 | 0,01916 | 0,01153 |
| 12 | 0,02005 | 0,0141 | 43 | 0,01913 | 0,01150 |
| 13 | 0,02002 | 0,0136 | 44 | 0,01908 | 0,01145 |
| 14 | 0,01999 | 0,0133 | 45 | 0,01905 | 0,01140 |
| 15 | 0,01997 | 0,0130 | 46 | 0,01902 | 0,01138 |
| 16 | 0,01996 | 0,0129 | 47 | 0,01901 | 0,01134 |
| 17 | 0,01993 | 0,0128 | 48 | 0,01898 | 0,01131 |
| 18 | 0,01992 | 0,0127 | 49 | 0,01895 | 0,01128 |
| 19 | 0,01991 | 0,0127 | 50 | 0,01892 | 0,01122 |
| 20 | 0,01985 | 0,0126 | 51 | 0,01890 | 0,01115 |
| 21 | 0,01984 | 0,0125 | 52 | 0,01892 | 0,01117 |
| 22 | 0,01983 | 0,0124 | 53 | 0,01887 | 0,01104 |
| 23 | 0,0198 | 0,0124 | 54 | 0,01890 | 0,01095 |
| 24 | 0,01978 | 0,0123 | 55 | 0,01894 | 0,01070 |
| 25 | 0,01974 | 0,0123 | 56 | 0,01887 | 0,01030 |
| 26 | 0,01971 | 0,01225 | 57 | 0,01885 | 0,00971 |
| 27 | 0,01968 | 0,0122 | 58 | 0,01879 | 0,00912 |
| 28 | 0,01965 | 0,01215 | 59 | 0,01877 | 0,00865 |
| 29 | 0,01961 | 0,0121 | 60 | 0,01873 | 0,00833 |
| 30 | 0,01957 | 0,0120 | 61 | 0,01871 | 0,00776 |
| 31 | 0,01955 | 0,01195 | | | |

Plus précisément, la variation du flux thermique en fonction de la distance au centre de la sphère est donnée par le tableau suivant :

| Distance au centre en ( cm) | Flux thermique par $cm^2$ et par sec | |
|---|---|---|
| | Source : 1 $n/cm^2$ | Source : 1 n |
| 1 | 0,7068 | $6,57\ 10^{-4}$ |
| 2 | 0,7050 | 6,55 |
| 3 | 0,7020 | 6,53 |
| 4 | 0,6978 | 6,49 |
| 5 | 0,6923 | 6,44 |
| 6 | 0,6852 | 6,36 |
| 7 | 0,6762 | 6,30 |
| 8 | 0,6646 | 6,17 |
| 9 | 0,6497 | 6,03 |
| 10 | 0,6302 | 5,86 |
| 11 | 0,6050 | 5,62 |
| 12 | 0,5725 | 5,32 |
| 13 | 0,5311 | 4,94 |
| 14 | 0,4795 | 4,45 |
| 15 | 0,4171 | 3,88 |
| 16 | 0,3442 | 3,20 |
| 17 | 0,2625 | 2,44 |
| 18 | 0,1749 | 1,62 |
| 19 | 0,0858 | 0,80 |

La courbe suivante ( Fig 11 ) donne la variation du flux en fonction du rayon de la sphère pour un neutron à l'entrée .

Par extrapolation de cette courbe, le flux thermique par $cm^2$ et par sec au centre de la sphère sera donné par :

$$\varphi_{th} / cm^2 / sec = 6,6 \cdot 10^{-4} \quad \text{à } r = 0$$

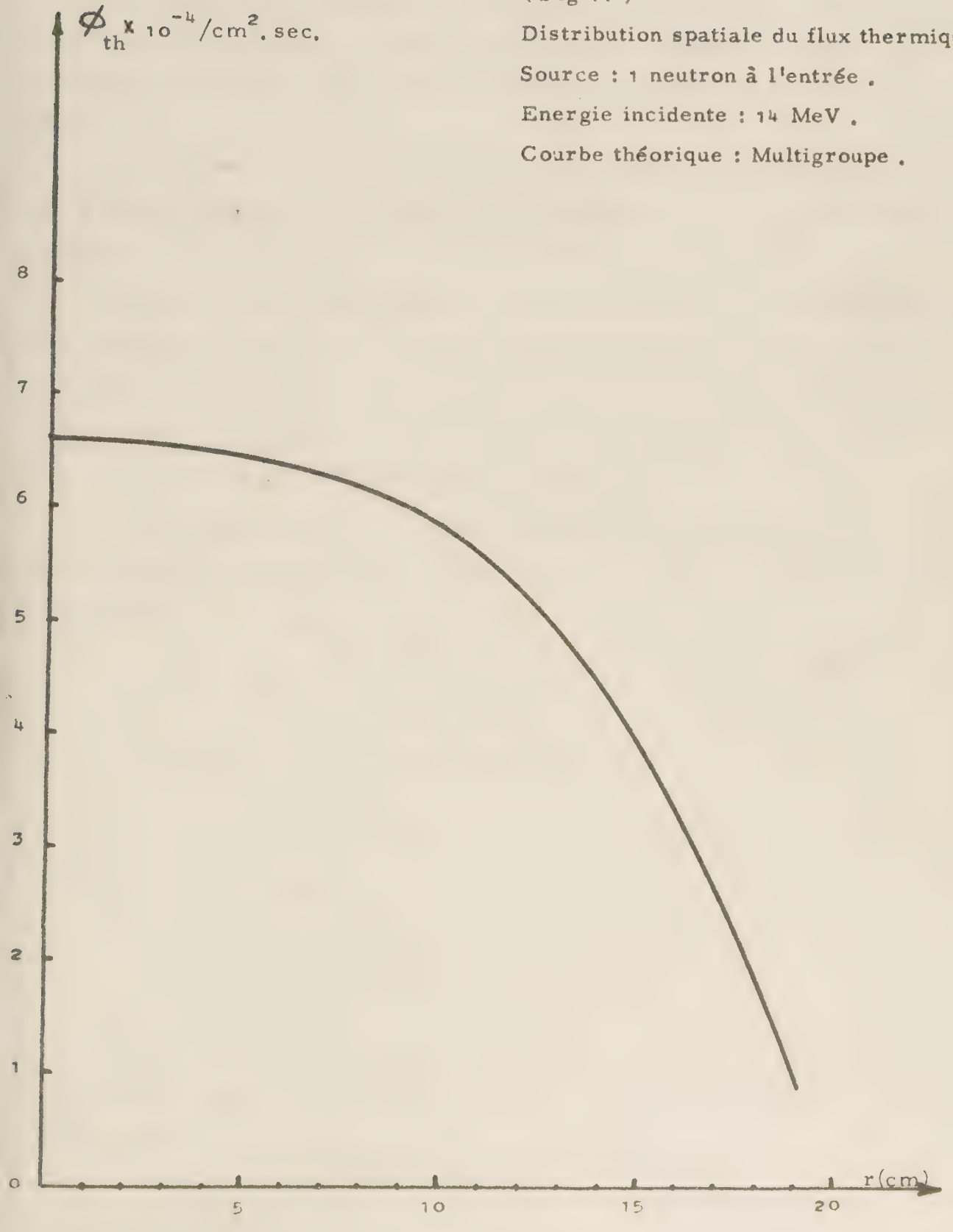
( Fig 11 )

Distribution spatiale du flux thermique

Source : 1 neutron à l'entrée .

Energie incidente : 14 MeV .

Courbe théorique : Multigroupe .



c ) Calcul de la sensibilité :

Expérimentalement, et à cause de sa grande section efficace d'absorption, l'Iodure de Lithium, sous forme d'un cristal cylindrique ( 4 mm, 4 mm ) est utilisé comme détecteur de neutrons thermiques .

Ce cristal est placé au centre d'une sphère modératrice irradiée par une source extérieure de neutrons . Dans ce cas, le taux de comptage enrégistré sera fonction de la densité des neutrons thermiques au centre de la sphère .

Etant donné que la section efficace de capture du Lithium commence à être grande à partir de E = 0,5 MeV, ce cristal détecte, en plus des neutrons thermiques, les neutrons épithermiques à partir de cette énergie .

Pour pouvoir séparer ces deux groupes d'énergie, on a pensé à entourer le cristal de $ILi^6$ avec du Cadmium qui coupe pratiquement tous les neutrons dont l'énergie est inférieure à $E_{cd}$ ( coupure Cadmium ) dont la valeur varie suivant les dimensions du Cadmium, la distribution angulaire et énergétique des neutrons et aussi de la géométrie du détecteur .

Si on désigne par $\alpha$ le taux de comptage du cristal sous cadmium, et par $\beta$ le taux de comptage sans cadmium, la sensibilité $\mathcal{E}$ du système sera donnée par :

$$\boxed{\mathcal{E} = \frac{\alpha}{\beta}} \qquad (36)$$

Théoriquement, $\alpha$ et $\beta$ sont donnés par :

$$\alpha = \int_{0,6ev}^{0,5\,Mev} \phi(u)\, \Sigma_{Li}(u)\, du$$

$$\beta = \int_{0,1\ ev}^{0,5\ Mev} \phi(u)\, \Sigma_{Li}(u)\, du + \phi_{th}\, \overline{\Sigma}_{Li}$$

Ces deux grandeurs peuvent être mises sous forme d'une somme car on connaît, d'aprés le paragraphe précedent et pour chaque groupe énergétique les quantités

$$A(u) = \phi(u) \cdot \Delta(u)$$

On aura, en prenant $E_{cd} = 0,6$ eV .

$$\alpha = \sum_{0,6ev}^{0,5Mev} A(u)\ \Sigma_{Li}(u)$$

$$\beta = \sum_{0,1ev}^{0,5Mev} A(u)\ \Sigma_{Li}(u) + \phi_{th}\ \bar{\Sigma}_{Li}$$

La sensibilité sera donc donnée par :

$$\xi = \frac{\sum_{0,6\ ev}^{0,5Mev} A(u)\ \Sigma_{Li}(u)}{\sum_{0,1\ ev}^{0,5mev} A(u)\ \Sigma_{Li}(u) + \phi_{th}\ \bar{\Sigma}_{Li}} \qquad (37)$$

Dans l'expression de $\xi$ ainsi trouvée, $\bar{\Sigma}_{Li}$ est la section efficace moyenne dans le groupe thermique . Elle est obtenue en faisant la moyenne sur la distribution énergétique du flux , supposée Maxwellienne .

Ainsi, si on désigne par $\Sigma(E)$ la section efficace d'une substance placée dans un flux thermique $\phi(E)$, le nombre de réactions par $cm^3$ et par seconde est donné par :

$$\psi = \bar{\Sigma}\phi \qquad \text{avec} \qquad \bar{\Sigma} = \int_0^\infty \Sigma(E)\left(\frac{E}{E_T}\right)\exp\left(-\frac{E}{E_T}\right)\frac{dE}{E_T}$$

avec $E_T = kT = 0,0253$ ev si $T = 293,6$ K ( 20,4 C )

Or, dans le cas spécial où la substance présente une section efficace d'absorption en 1/v (ce qui est le cas du $Li^6$ ), on peut écrire :

$$\Sigma_a(E) = \Sigma_a(E_T)\sqrt{\frac{E_T}{E}}$$

( c'est à partir de cette relation qu'on a extrapolé la section efficace du $Li^6$ jusqu'à l'énergie thermique).

d'où $$\bar{\Sigma}_a = \int_0^\infty \Sigma_a(E_T)\left(\frac{E_T}{E}\right)^{1/2}\frac{E}{E_T}\exp\left(-\frac{E}{E_T}\right)\frac{dE}{E_T}$$

En faisant le changement de variable :

$$x = \frac{E}{E_T}$$

| G | $\sigma_{Li}$ (b) | A(u) $\sigma_{Li}$(u) | G | $\sigma_{Li}$ (b) | A(u) $\sigma_{Li}$(u) |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0,86 | 0,0340 | 32 | 12,2 | 0,145 |
| 2 | 1,80 | 0,0605 | 33 | 13,5 | 0,161 |
| 3 | 3,14 | 0,0914 | 34 | 15,0 | 0,178 |
| 4 | 2,36 | 0,0610 | 35 | 16,9 | 0,200 |
| 5 | 1,25 | 0,0293 | 36 | 18,8 | 0,222 |
| 6 | 1,05 | 0,0222 | 37 | 21,0 | 0,247 |
| 7 | 1 | 0,0195 | 38 | 23,5 | 0,276 |
| 8 | 1 | 0,0176 | 39 | 26,3 | 0,308 |
| 9 | 1,04 | 0,0170 | 40 | 29,3 | 0,342 |
| 10 | 1,16 | 0,0176 | 41 | 33 | 0,383 |
| 11 | 1,32 | 0,0192 | 42 | 37 | 0,246 |
| 12 | 1,48 | 0,0209 | 43 | 41 | 0,472 |
| 13 | 1,72 | 0,0234 | 44 | 46 | 0,5117 |
| 14 | 1,9 | 0,0253 | 45 | 53 | 0,605 |
| 15 | 2,12 | 0,0276 | 46 | 60 | 0,682 |
| 16 | 2,36 | 0,0340 | 47 | 68 | 0,771 |
| 17 | 2,63 | 0,0337 | 48 | 76,5 | 0,866 |
| 18 | 2,87 | 0,0364 | 49 | 86,5 | 0,975 |
| 19 | 3,14 | 0,0399 | 50 | 98,5 | 1,11 |
| 20 | 3,41 | 0,0430 | 51 | 111 | 1,24 |
| 21 | 3,73 | 0,0466 | 52 | 126 | 1,41 |
| 22 | 4,14 | 0,0513 | 53 | 143 | 1,58 |
| 23 | 4,60 | 0,0570 | 54 | 160 | 1,75 |
| 24 | 5,10 | 0,0627 | 55 | 183 | 2,0 |
| 25 | 5,70 | 0,0701 | 56 | 202 | 2,08 |
| 26 | 6,40 | 0,0785 | 57 | 235 | 2,35 |
| 27 | 7,20 | 0,0880 | 58 | 265 | 2,42 |
| 28 | 8,0 | 0,0972 | 59 | 300 | 2,60 |
| 29 | 8,90 | 0,1080 | 60 | 340 | 2,83 |
| 30 | 9,90 | 0,1190 | 61 | 390 | 3,02 |
| 31 | 10,95 | 0,1310 | | | |

Pour le groupe thermique on a :

$\Phi_{th}$ = 0,71 n / cm$^2$ / seconde

$\sigma_{Li\,th}$ = 900 barns d'où $\overline{\sigma}_{Li}$ = 0,886X900 = 797 barns

D'où le taux de réaction à l'énergie thermique :

$\Phi_{th}\,\overline{\sigma}_{Li}$ = 565,87 réactions par seconde .

D'aprés ces résultats, on trouve :

$$\alpha = 17,404$$

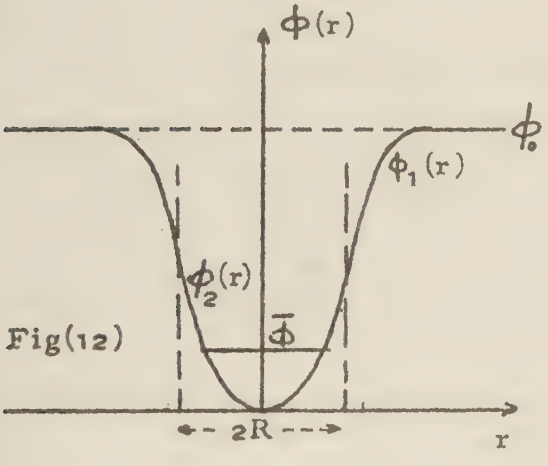
$$\beta = 600,574$$

d'où la sensibilité calculée du système :

$$\boxed{\varepsilon = \frac{\alpha}{\beta} = 0,029 = 2,9\ \%}$$

d ) Correction de la sensibilité due à la dépression du flux :

La valeur de la sensibilité ainsi trouvée doit être corrigée à cause de la dépression du flux thermique produit par l'introduction d'un absorbeur au centre de la sphère . Cette dépression du flux sera donnée par le rapport du flux thermique moyenné dans le volume de l'absorbeur $\overline{\phi}$ sur le flux thermique réel $\phi_0$ qu'il y avait en l'absence de l'absorbeur et existant loin de celui-ci (Fig 12) :



Fig(12)

$$H = \frac{\overline{\phi}}{\phi_0}$$

Ce rapport peut être calculé, en première approximation, en utilisant la théorie de la diffusion dans le groupe thermique .

Pour simplifier, on suppose que le milieu ralentisseur est infini, et on désignera par $\phi_0$ ce flux . De plus, on suppose que l'absorbeur ( cristal de forme cylindrique 4mm, 4mm ) est une sphère de même volume que le cylindre utilisé expérimentalement et de rayon R = 0,23 cm .

Si on désigne par $\phi_1$ et $\phi_2$ les flux thermiques dans le modérateur ( $CH_2$ ) et dans l'absorbeur ( $ILi^6$ ) , les équations de diffusion s'écrivent alors, en supposant comme dans le calcul du facteur d'utilisation thermique " f " en théorie du reacteur, que la source est uniforme dans le modérateur et nulle dans l'absorbeur plus lourd :

$$D_1 \Delta \phi_1 - \Sigma_a \phi_1 + S = o \qquad \text{pour le diffuseur } (CH_2)$$

$$D_2 \Delta \phi_2 - \Sigma'_a \phi_2 = o \qquad \text{pour l'absorbeur .} (ILi^6)$$

dont les solutions, en passant en coordonnées sphériques, seront :

$$\phi_1 = \phi_o - \frac{A}{r} \exp(r/L_1)$$

$$\phi_2 = \frac{B}{r} Sh(r/L_2) \qquad (39)$$

avec $L_1 = \sqrt{\frac{D_1}{\Sigma_a}} = 1,69$ cm

$L_2 = \sqrt{\frac{D_2}{\Sigma'_a}} = 0,583$ cm

$\Sigma_a$ et $\Sigma'_a$ sont les sections efficaces macroscopiques d'absorption de $CH_2$ et de Li .

Aet B sont des constantes d'intégration que l'on détérminera par les conditions de passage de deux milieux . Ces conditions s'expriment par l'égalité des flux et des courant neutroniques au point $r = R = 0,23$ cm .

s

On aura ainsi : $-3,79\ A = 1,76\ B$

et $1,405\ A = 1,66\ B \qquad (40)$

En remplaçant A et B par leurs valeurs dans les équations (39), on aura :

$$\phi_1 = \phi_o \left( 1 - 0,112 \frac{\exp(-\frac{r}{L_1})}{r/L_1} \right) \qquad \text{dans } CH_2$$

$$\phi_2 = \frac{\phi_o}{6,23} \frac{Sh(\frac{r}{L_2})}{r/L_2} \qquad \text{dans } ILi^6$$

La valeur moyenne du flux thermique dans l'absorbeur est donnée par

$$\overline{\phi} = \frac{1}{V} \int_V \phi_2(r)\, dv$$

où $V = \frac{4}{3} \pi R^3$ est le volume de l'absorbeur .

$dv = 4\pi r^2 dr$ est l'élèment de volume .

On pose $x = \frac{r}{L_2}$ $\qquad dr = L_2\, dx$

En remplaçant $\phi_2(r)$ par sa valeur dans (41), on aura :

$$\overline{\phi}_2 = 0{,}826\, \phi_0 \left(\frac{L_2}{R}\right)^3 \int_0^{R/L_2} x\, \mathrm{Sh}x\, dx$$

En désignant par J la valeur de l'intégrale, on aura, enutilisant la méthode de séparation des variables

$$J = 0{,}0212$$

D'où :

$$\overline{\phi}_2 = 0{,}826 \times 16{,}2 \times 0{,}0212\ \phi_0$$

$$\boxed{\overline{\phi}_2 = 0{,}284\ \phi_0}$$

En tenant compte de cette dépression du flux, on aura pour le groupe thermique les valeurs suivantes :

$$\overline{\phi}_{th} = 0{,}284 \times 0{,}71 = 0{,}202 \text{ n / cm}^2 \text{ / seconde .}$$

$$\overline{\phi}_{th}\, \overline{\sigma}_{Li} = 0{,}202 \times 797 = 161 \text{ réactions par seconde .}$$

D'où la sensibilité corrigée :

$$\boxed{\varepsilon = 8{,}4\ \%}$$

et la perte de sensibilité par rapport au système $ILi^6$ sans Cadmium sera :

$$\boxed{p = 91{,}6\ \%}$$

e ) Calcul d'erreurs :

L'erreur sur la valeur de la sensibilité provient des sections efficaces du polyéthylène et du lithium,

$$\frac{\Delta\Sigma_H}{\Sigma_H} = 0,02 \quad ; \quad \frac{\Delta\Sigma_C}{\Sigma_C} = 0,05 \quad ; \quad \frac{\Delta\Sigma_{Li}}{\Sigma_{Li}} = 0,03$$

D'où :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta\Sigma_{CH_2}}{\Sigma_{CH_2}} = 0,07$$

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 0,14 + 0,06 = 0,2$$

ON aura donc pour la sensibilité :

$$\varepsilon = (8,4 \pm 1,7)\ \%$$

# CHAPITRE III

## VERIFICATION EXPERIMENTALE

### III - 1 ) INTRODUCTION :

a ) Source de neutrons :

La réaction nucléaire $T(d,n)He^4$ est utilisée pour produire des neutrons avec un accélérateur de faible énergie . Le faisceau de deutons, extrait d'une source où est ionisé le deutérium gazeux, est accéléré par un champ électrique et frappe une cible contenant du tritium .

b ) Définitions et notations :

Dans la suite, on désignera par :

$\phi$ : le flux neutronique par $cm^2$ et par seconde

$\sigma$ : la section efficace de la réaction considérée

$t_i$ : le temps d'irradiation

$t_w$ : le temps de réfroidissement

$t_c$ : le temps de comptage

$\varepsilon$ : le rendement

C : le nombre de coups pendant $t_c$

$M_x$ : la masse du detécteur utilisé

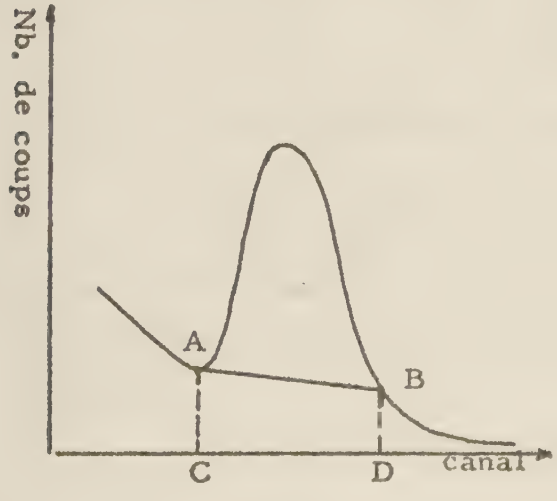
A : le numéro atomique

$\mathcal{N}$ : le nombre d'Avogadro

III - 2 ) MESURE DU FLUX RAPIDE :

Pour pouvoir déterminer le nombre de neutrons rapides qui attaquent la sphère, on utilise la méthode de la détection par activation . Dans ce cas, le detécteur est le cuivre qui présente une section efficace d'activation de 0,48 barn aux neutrons d'énergie supérieure à 11 Mev . Il se présente sous forme de disque.

A E> 11 Mev, le cuivre 63 donne, suivant la réaction $Cu^{63}(n,2n)Cu^{62}$ dont le seuil est à 10,7 Mev, des noyaux Cu-62 actifs dont la période est de 9,8 mn . Ce sont les $\gamma$ d'annihilation de 511 Kev qui sont comptés . Le disque de cuivre est analysé avec un analyseur a 400 canaux . Le pic d'annihilation est enrégistré .




A partir du nombre de coups représenté par la surface du pic, on peut déterminer le flux des neutrons émis par l'accélérateur au moment de l'irradiation en utilisant la formule suivante qui donne en fonction du nombre de coups le flux à une distance d par $cm^2$ et par sec. :

$$\phi = \frac{A\,C\,e^{\lambda t_w}}{\mathcal{N}_M \eta \sigma \varepsilon (1-e^{-\lambda t_i})(1-e^{-\lambda t_c})}$$

avec, dans le cas du cuivre:

$A = 63$
$\lambda = 0,693/T$ où $T = 2,6$ h
$\eta = 69,1$ /

$t_w = 9,8$ mn
$t_c = 1$ mn
$t_i = 5$ mn

La formule précedente donne, en désignant par $\tau$ le comptage à la période en une minute :

$$\phi = 4,34 \quad 10^2 \quad \frac{\tau}{M} \qquad (43)$$

III - 3 ) DETRMINATION DU FLUX THERMIQUE :

a ) Dispositif expérimentale et détecteur utilisé :

Le but de la manipulation est la détermination expérimentale de la variation spatiale du flux thermique dans la sphère .

Le detécteur utilisé est le dysprosium qui se présente sous forme de disque de 0,135 mm d'épaisseur et de 10 mm de diamètre .

L'isotope utilisé est $Dy^{164}$ dont l'abondance relative dans le dysprosium est de 0,282 . Avec des neutrons thermiques, cet isotope donne des noyaux Dy-165 actifs dont la période est de 140 mn. Ce sont les β de 1,30 Mev qui sont comptés .

On utilise toujours la formule générale (42) dans laquelle on remplace C par:

$$C\,k\,\frac{R_{cd}-1}{R_{cd}}$$

avec : k est le coefficient d'autoabsorption

$\frac{R_{cd}-1}{R_{cd}}$ est la rapport cadmium . On a déterminé expérimentalement ce rapport en irradiant la sphère contenant un détecteur $D_y$ nu et sous cadmium . Ce rapport étant trés proche de l'unité, on le remplace dans la suite par un .

C est le nombre de coups pendant le temps $t_c$ .

Avec les valeurs suivantes :

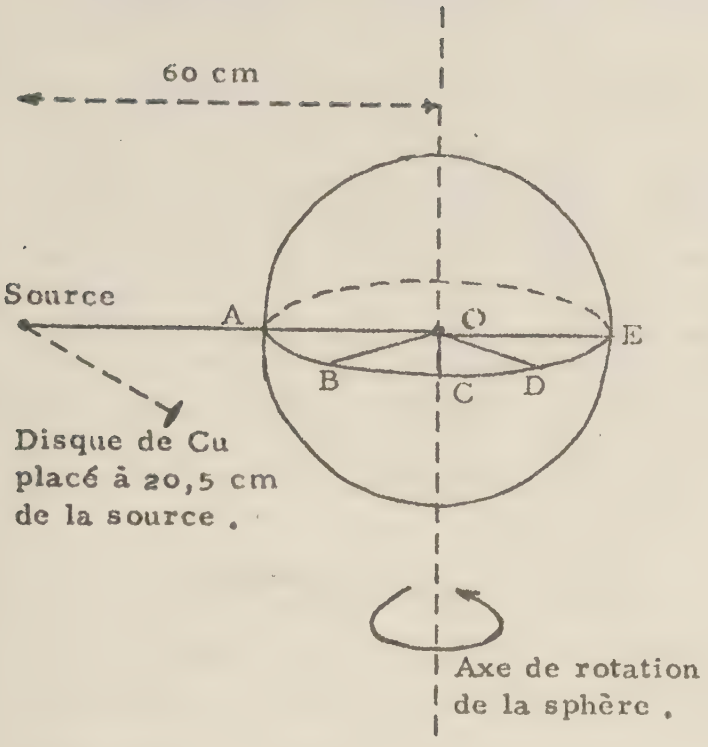
$\sigma = 2,1\ 10^{-21}\ cm^{-1}$
$\lambda = 8,262\ 10^{-5}\ sec^{-1}$
$\varepsilon = 0,1$
$A = 164$
$\eta = 0,282$
$t_i = 5$ mn

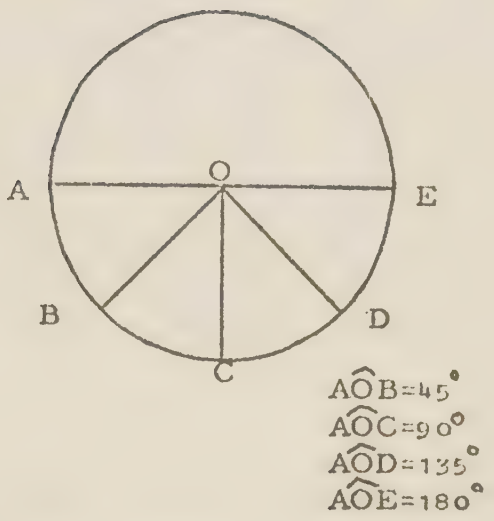
et en supposant que le comptage s'effectue pendant une seconde juste aprés l'irradiation. Donc, $t_w = 0$ et $t_c = 1$ sec . On aura la formule simplifiée suivante :

$$\boxed{\phi = 4,32\ 10^{2}\ \frac{C}{M}} \qquad (44)$$

b ) Résultats expérimentaux :

Le dispositif expérimental est représenté (Fig 12 )




(Fig 12 ) (a) (b)

On a fait 5 séries de mesures avec des détecteurs placés d'abord suivant OA puis OB, OC, OD , la source étant placée en S . (Voir dessin ) .

Sur la sphère, on ne peut disposer les détecteurs que sur un seul rayon, c'est pourquoi on a été obligé de faire tourner la sphère pour réaliser ces mesures .

Dans chaque série de mesure, on a utilisé 5 détecteurs placés suivant un rayon de la sphère, la distance entre le centre de la sphère et les détecteurs 1,33 ; 3,33 ; 9,33 et 15,33 cm .

Pour chaque mesure, on place dans le faisceau et à 20,5 cm de la source un disque de cuivre servant de moniteur et dont les caractéristiques ont été données au début de ce chapitre .

En irradiant la sphère pendant 5 mn, et en ramenant le flux, pour chaque détecteur, à un flux correspondant à $10^6$ n/cm$^2$/sec détecté par le cuivre, on aura le tableau suivant :

| A | $\varphi$/cm²/s x10⁵ | B | $\varphi$/cm²/s x10⁵ | C | $\varphi$/cm²/s x10⁵ | D | $\varphi$/cm²/s x10⁵ | E | $\varphi$/cm²/s x10⁵ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $A_1$ | 0,785 | $B_1$ | 0,864 | $C_1$ | 0,770 | $D_1$ | 0,740 | $E_1$ | 0,734 |
| $A_2$ | 0,995 | $B_2$ | 0,983 | $C_2$ | 0,725 | $D_2$ | 0,674 | $E_2$ | 0,595 |
| $A_3$ | 1,420 | $B_3$ | 1,180 | $C_3$ | 0,750 | $D_3$ | 0,453 | $E_3$ | 0,369 |
| $A_4$ | 1,240 | $B_4$ | 0,960 | $C_4$ | 0,523 | $D_4$ | 0,248 | $E_4$ | 0,196 |
| $A_5$ | 0,961 | $B_5$ | 0,815 | $C_5$ | 0,051 | $D_5$ | 0,080 | $E_5$ | 0,0508 |

c ) Interpolation des résultats :

L'expérience nous donne la représentation spatiale du flux thermique en fonction de r et $\theta$ ( à cause de la symétrie par rapport à l'axe source- centre de la sphère, l'angle $\varphi$ n'intervient pas ).

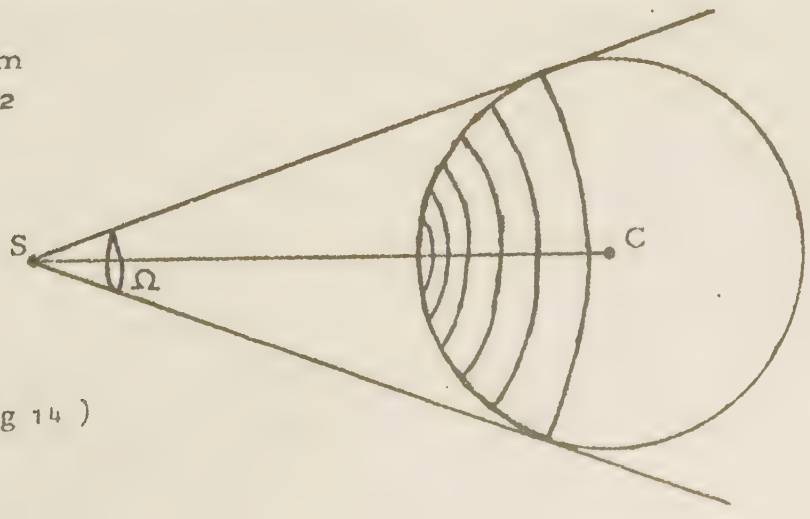
Il nous faut donc chercher la valeur du flux pour une valeur " r " donnée . Pour cela, on doit faire la moyenne des valeurs expérimentales ponderées par le volume correspondant .

Le tableau suivant donne donc le flux thermique expérimental en différents points de la sphère :

| Distance au centre ( cm ) | 1,33 | 3,33 | 9,33 | 15,33 | 19,05 |
|---|---|---|---|---|---|
| Flux thermique/cm²/sec. x10⁵ | 0,791 | 0,785 | 0,797 | 0,581 | 0,300 |

d ) Calcul du nombre de neutrons qui attaquent la sphère :

SC = 60 cm
$\Omega$ = 0,352




( Fig 14 )

Pour calculer le nombre de neutrons qui attaquent la sphère, on divise la partie vue par la source en 6 anneaux circulaire définis par les points A, B, C, D, E et F ( Fig 14 ).

Connaissant le nombre de neutrons par $cm^2$ et par seconde en ces points et les surfaces effectives des anneaux ainsi tracés, on peut en déduire le nombre de neutrons qui attaquent la sphère .

Par application de la loi

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2$$

où $\phi_1$ est le flux par $cm^2$ et par seconde à la distance $d_1$

$\phi_2$ est le flux par $cm^2$ et par seconde à la distance $d_2$

on peut calculer les flux par $cm^2$ aux points A, B, C, D, E et F .
En multipliant par les surfaces correspondantes, on aura le nombre total de neutrons qui attaquent chaque zone de la sphère . On aura ainsi:

$N_{\text{total A}} = 0{,}031 \times 10^8$ neutrons
$N_{\text{total B}} = 0{,}243 \times 10^8$ neutrons
$N_{\text{total C}} = 0{,}407 \times 10^8$ neutrons
$N_{\text{total D}} = 0{,}324 \times 10^8$ neutrons
$N_{\text{total E}} = 0{,}257 \times 10^8$ neutrons
$N_{\text{total F}} = 0{,}151 \times 10^8$ neutrons

et le nombre total de neutrons qui attaquent toute la sphère sera alors :

$$N_{\text{total}} = 1{,}413 \ 10^8 \text{ neutrons}$$

Les flux moyens correspondant à un neutron à l'entrée de la sphère seront alors :

$\phi_{1{,}33\ cm} = 5{,}60 \ 10^{-4}$ n / cm / sec .
$\phi_{3{,}33\ cm} = 5{,}55 \ 10^{-4}$ n / cm / sec .
$\phi_{9{,}33\ cm} = 5{,}63 \ 10^{-4}$ n / cm / sec .
$\phi_{15{,}33\ cm} = 4{,}10 \ 10^{-4}$ n / cm / sec .
$\phi_{19{,}03\ cm} = 2{,}22 \ 10^{-4}$ n / cm / sec .

c ) Précision des résultats :

Dans nos mesures, les erreurs proviennent :

1 - des sections efficaces des détecteurs utilisés

2 - du rendement du compteur

3 - de la période

4 - du comptage. Dans ce cas, l'incertitude sur le nombre de coups est estimée à $\sqrt{C}$ .

D'aprés la formule générale de calcul de flux, on démontre que l'incertitude sur la mesure du flux est :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{3\Delta T}{T} + \frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta\sigma}{\sigma} + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$$

L'incertitude totale sur le flux donné par le dysprosium est la somme des incertitudes sur les flux donnés par le cuivre et le dysprosium .

1 ) Cas du cuivre :

$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 0,09$

$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 0,02$

$\frac{\Delta T}{T} = 0,01$

$\frac{\Delta C}{C} = 0,014$

D'où $\frac{\Delta\phi}{\phi} = 0,184$

2 ) Cas du dysprosium :

$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 0,07$

$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 0,05$

$\frac{\Delta T}{T} = 0,01$

$\frac{\Delta C}{C}$ varie suivant le nombre de coups enrégistrés pour chaque détecteur .

D'où $\frac{\Delta\phi}{\phi} = 0,15 + \frac{\Delta C}{C}$

On aura ainsi, pour l'incertitude totale du flux :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = 0,334 + \frac{\Delta C}{C}$$

En faisant le calcul pour chaque détecteur, on aura :

$$\left.\frac{\Delta\phi}{\phi}\right|_{1,33\ cm} = 0,342$$

$$\left.\frac{\Delta\phi}{\phi}\right|_{3,33\ cm} = 0,342$$

$$\left.\frac{\Delta\phi}{\phi}\right|_{9,33\ cm} = 0,342$$

$$\left.\frac{\Delta\phi}{\phi}\right|_{15,33\ cm} = 0,343$$

$$\left.\frac{\Delta\phi}{\phi}\right|_{19,05\ cm} = 0,399$$

D'où

$$\phi_{1,33\ cm} = (5,60 \pm 1,92).10^{-4}\ n/cm^2/sec.$$

$$\phi_{3,33\ cm} = (5,55 \pm 1,90).10^{-4}\ n/cm^2/sec.$$

$$\phi_{9,33\ cm} = (5,63 \pm 1,92).10^{-4}\ n/cm^2/sec.$$

$$\phi_{15,33\ cm} = (4,10 \pm 1,41).10^{-4}\ n/cm^2/sec.$$

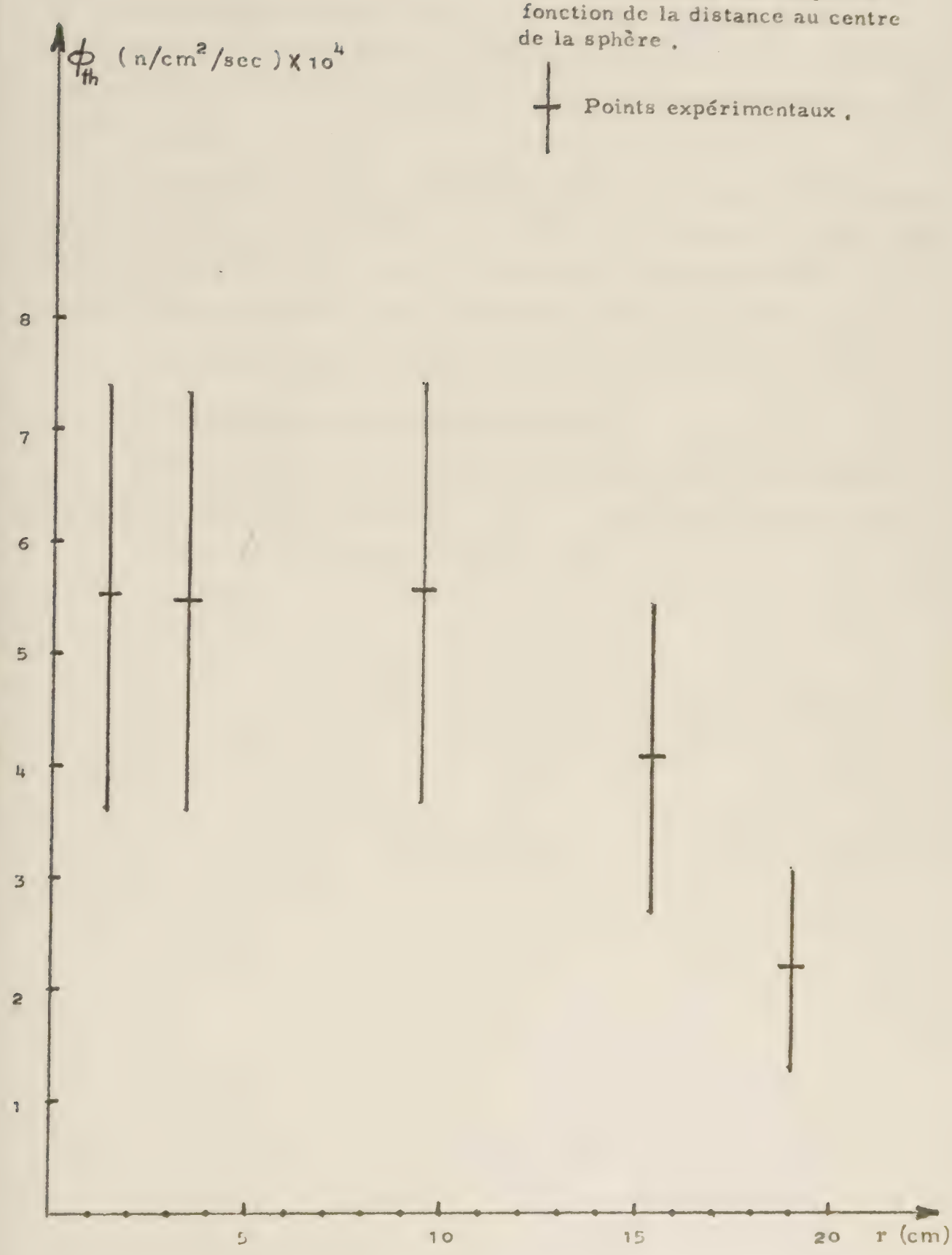
$$\phi_{19,05\ cm} = (2,22 \pm 0,89).10^{-4}\ n/cm^2/sec.$$

La courbe suivante ( Fig 15 ) donne la variation du flux thermique expérimental en fonction de la distance au centre de la sphère .

( Fig 15 )

Variation du flux thermique en fonction de la distance au centre de la sphère .

Points expérimentaux .



III - 4 ) MESURE DE LA SENSIBILITE :

a ) Principe et dispositif expérimental :

Un détecteur à neutrons thermiques constitué par un sintillateur de $ILi^6$ est placé au centre de la sphère modératrice en polyéthylène .
Le nombre de coups enrégistrés, par suite de l'irradiation de la sphère par des neutrons de 14 Mev, est fonction de la densité de neutrons thermiques créés au centre.

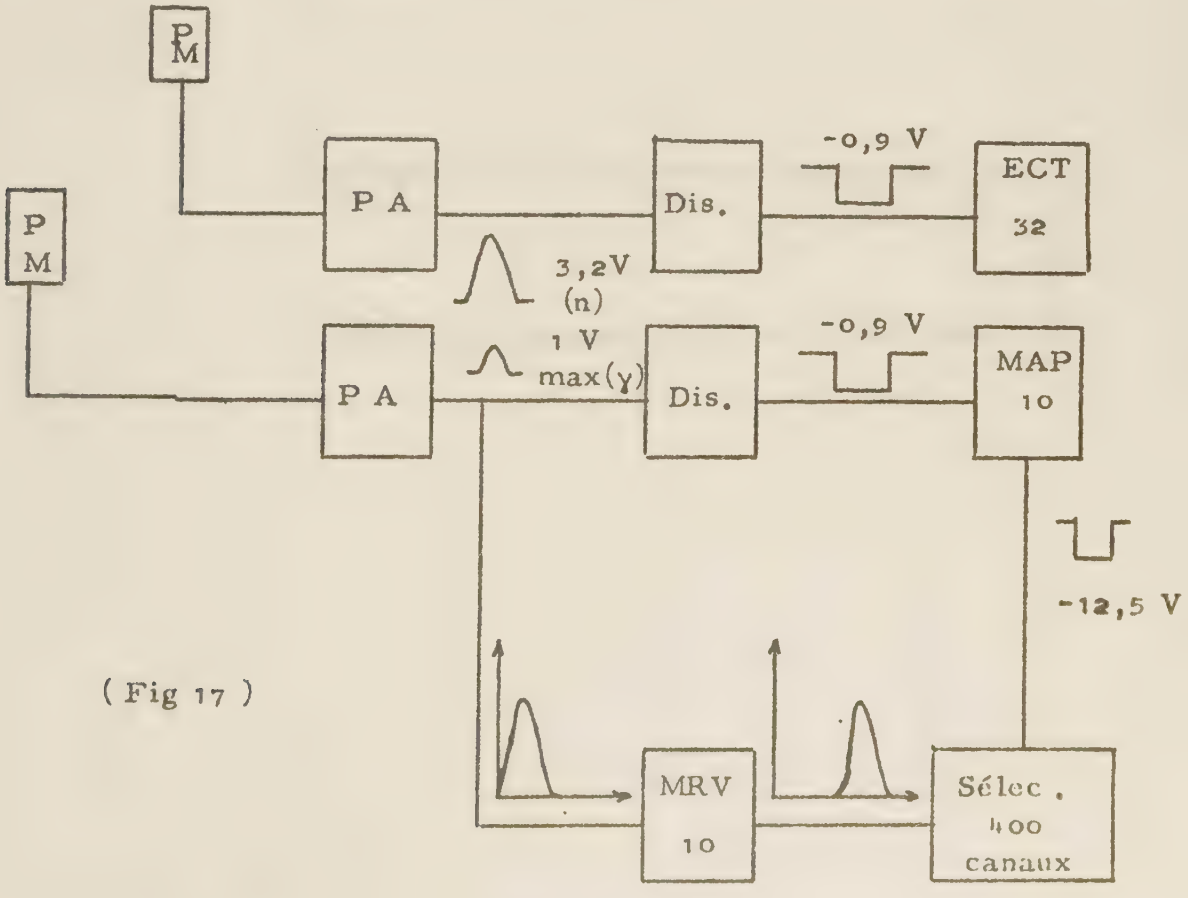
Lexpérience consiste à irradiér la sphère contenant en son centre le détecteur $ILi^6$ nu puis entouré par du cadmium . Le rapport des coups enrégistrés dans les deux cas donne, en ramenant les taux de comptage à une même durée d'irradiation, la sensibilité du système en question .

Le dispositif expérimental est représenté ( Fig 16 ).

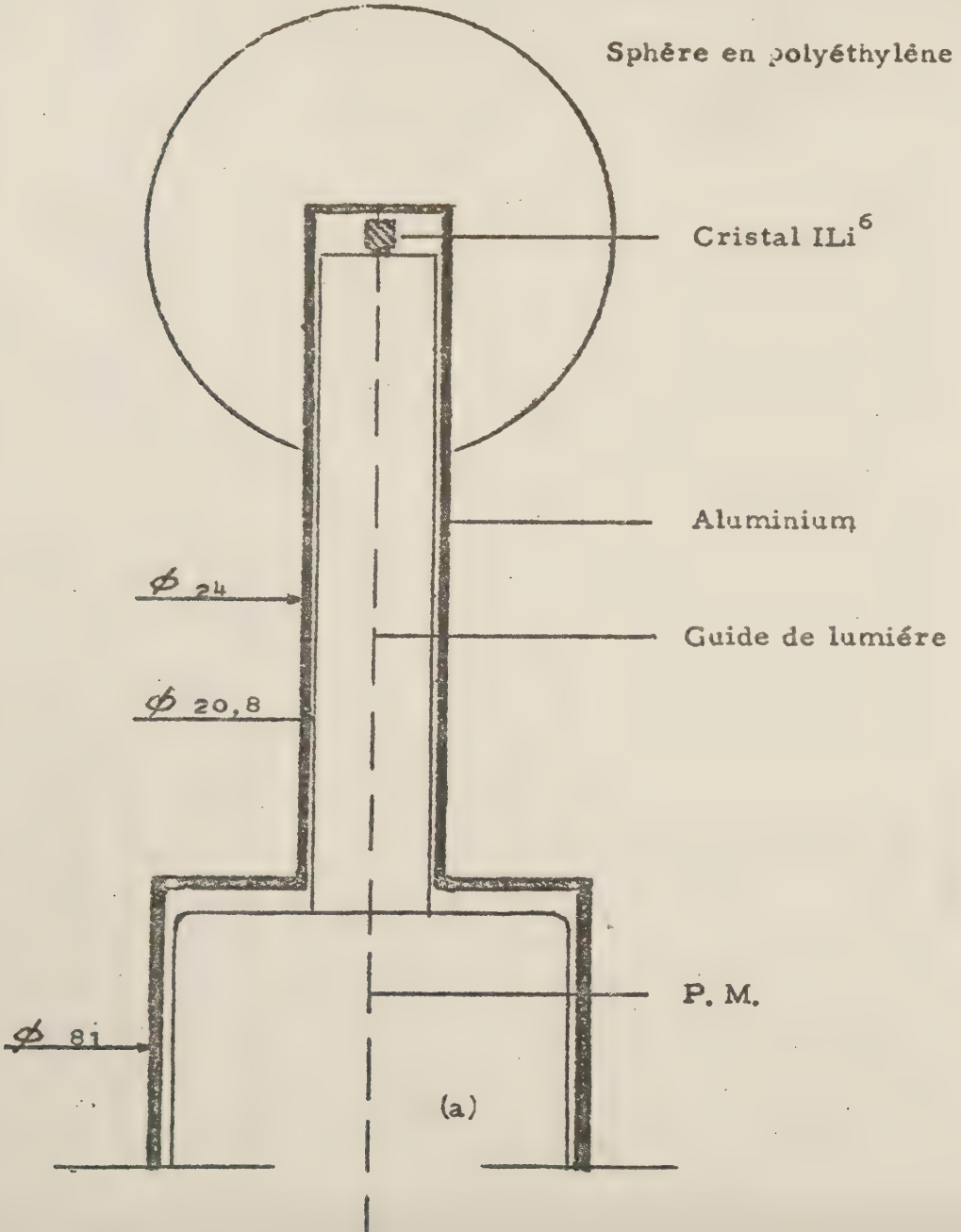
b ) Electronique et conditions de mesures :

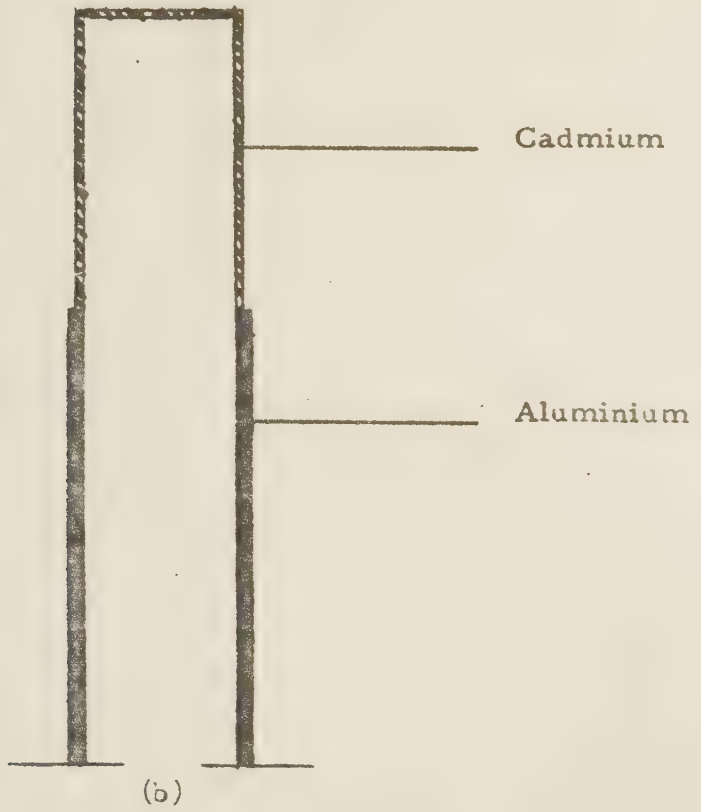
L'électronique associé est classique : préamplificateur, échelle de comptage ou sélecteur multicanaux, T. H. T. pour l'alimentation du PM .

Le schéma du montage est donné ( Fig 17 )




( Fig 17 )




( Fig 16 ) : Tête de détection ( Iodure de Lithium ) .
(a) - Détecteur nu
(b) - Détecteur entouré par Cd .

La sortie du préamplificateur s'effectue à travers une capacité de 0,022 µf. Cette capacité maintient le signal sur sa composante continue.

Les conditions de mesures sont :

ECT 32 : Impédance d'entrée 1000 Ω.
Discriminateur 20 mV - 1 V
Seuil 0.

MRV 10 : Retard 0,7 µs.
Entrée 1000 .
Sortie normale.

MAP 10 : Constante de temps 0.

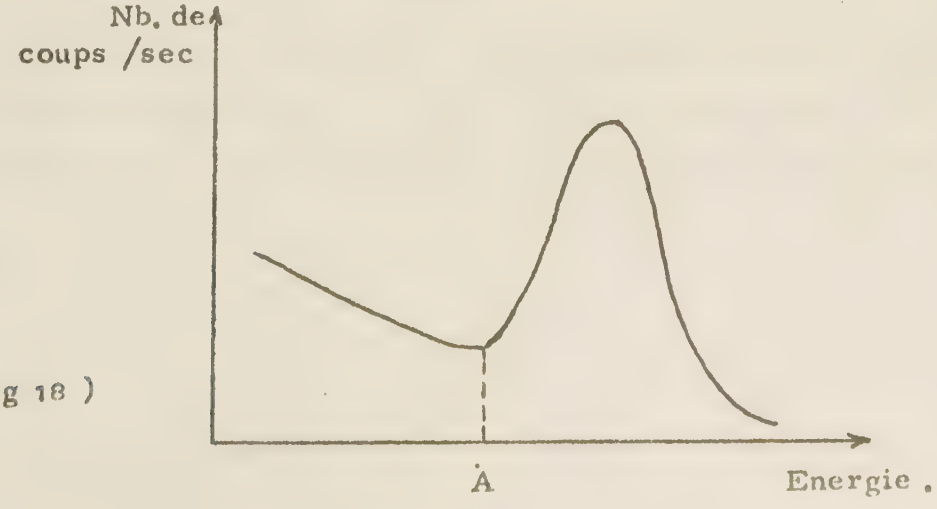
Sortie normale.

A l'entrée du sélecteur, le signal calibré est tardé par rapport au signal de base. Ce retard est dû à l'inertie du discriminateur et du MAP 10. Pour rétablir le synchronisme entre les deux signaux, c'est-à-dire pour assurer leur coincidence, nous retarderons le signal incident à l'aide d'une ligne à retard analogique ( Tiroir MRV 10 ).

c ) Reglage du seuil :

Les flux neutroniques comportent toujours des γ qui perturbent les mesures, il faut donc placer un seuil qui coupe ces γ.

Le reglage du seuil a été fait une fois pour toute en irradiant la sphère avec une source de Pu-Be . La figure suivante ( Fig 18 ) montre le spectre formé sur l'ecran du multicanaux en même temps que la position du seuil ( point A ).




( Fig 18 )

Nous avons constaté, en plus, un leger glissement du seuil (point A) lorsque nous avons utilisé le cristal ILi$^6$ nu par rapport à ce cristal entouré par le cadmium. Ceci vient du fait que le cadmium produit, avec les neutrons thermiques, des réactions de capture. En effet, le tableau suivant [13] donne le nombre de $\gamma$ émis par 100 captures radiatives :

| $E_\gamma$ | 0 - 1 Mev | 1 - 2 Mev | 2 - 3 Mev | 3 - 5 Mev | 5 - 7 Mev | 7 - 9 Mev | > 9 Mev |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Nb. de $\gamma$ / 100 cap | > 135 | 92 | 96 | 73 | 17 | 1 | 0,1 |
| | Energie maximum des $\gamma$ = 9,046 Mev | | | | | | |

Les nombre de $\gamma$ d'énergie plus grande que 5 Mev étant trés faible, la présence du cadmium ne gênera pas les mesures. Les autres $\gamma$ sont éliminés par le positionnement du seuil.

On a adopté comme seuil, pour les mesures avec des neutrons de 14 Mev, la valeur 0,9.

d) Résultats expérimenteaux :

La loi en $1/d^2$ a été vérifiée en même temps que les mésures. Pour cela, on a placé la sphère à différentes distances de la source (cible de l'accélérateur). On a compté pendant un temps suffisant pour avoir une bonne statistique. Chaque mesure a été repétée 5 fois. Le nombre de neutrons émis par l'accélérateur dans $4\pi$ a été déterminé, pour chaque mesure, par la méthode de la particule associée.

Le tableau suivant donne, pour différentes distances entre la source et le centre de la sphère, le nombre de coups enrégistrés par le système électronique dans le cas où le cristal est nu, puis entouré par du cadmium.

| | Cristal nu $t_c$ = 50 sec. | | | Cristal avec Cd $t_c$ = 100 sec. | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Distance en cm | Compt. part. associée α | Nb. de coups (n) | Compt. ramené à 12300 α | Compt. part. associée (α) | Nb. de coups (n) | Compt. ramené à 24600 α |
| 40 | 12 439 | 581 317 | 574 818 | 24 585 | 94 243 | 94 300 |
| | 12 683 | 592 747 | 574 846 | 25 051 | 96 817 | 95 074 |
| | 12 358 | 583 623 | 580 880 | 25 394 | 98 101 | 95 033 |
| | 11 903 | 576 204 | 595 420 | 25 473 | 98 907 | 95 516 |
| | 12 364 | 579 716 | 576 713 | 24 833 | 95 279 | 94 424 |
| | | | 580 535 | | | 94 869 |
| 50 | 12 203 | 376 093 | 379 079 | 24 660 | 59 859 | 59 713 |
| | 11 990 | 375 212 | 384 911 | 24 473 | 59 562 | 59 870 |
| | 12 251 | 377 403 | 378 913 | 25 021 | 59 730 | 58 725 |
| | 12 726 | 386 178 | 373 249 | 25 420 | 62 761 | 60 736 |
| | 11 972 | 368 549 | 378 643 | 24 202 | 61 362 | 62 281 |
| | | | 378 959 | | | 60 265 |
| 60 | 12 263 | 278 434 | 279 272 | 24 237 | 41 808 | 42 434 |
| | 12 261 | 279 829 | 280 671 | 24 663 | 42 757 | 42 647 |
| | 12 783 | 284 420 | 273 672 | 24 903 | 42 929 | 42 407 |
| | 12 365 | 280 054 | 278 581 | 24 763 | 42 403 | 42 123 |
| | 12 107 | 274 586 | 278 963 | 24 510 | 42 240 | 42 395 |
| | | | 278 232 | | | 42 401 |

Tableau III : Taux de comptage donné par le détecteur $ILi^6$ nu puis entouré par du Cd . Ce détecteur etait placé au centre d'une sphère de diamètre égale à 15 pouces .

La sensibilité du système étant donnée par le rapport

$$\varepsilon = \frac{\text{Taux de comptage du cristal sous Cd}}{\text{Taux de comptage du cristal nu}}$$

le tableau precédent donne, pour les trois distances considérées, trois valeurs de la sensibilité :

d = 40 cm $\quad \varepsilon = 0,0817$

d = 50 cm $\quad \varepsilon = 0,0795$

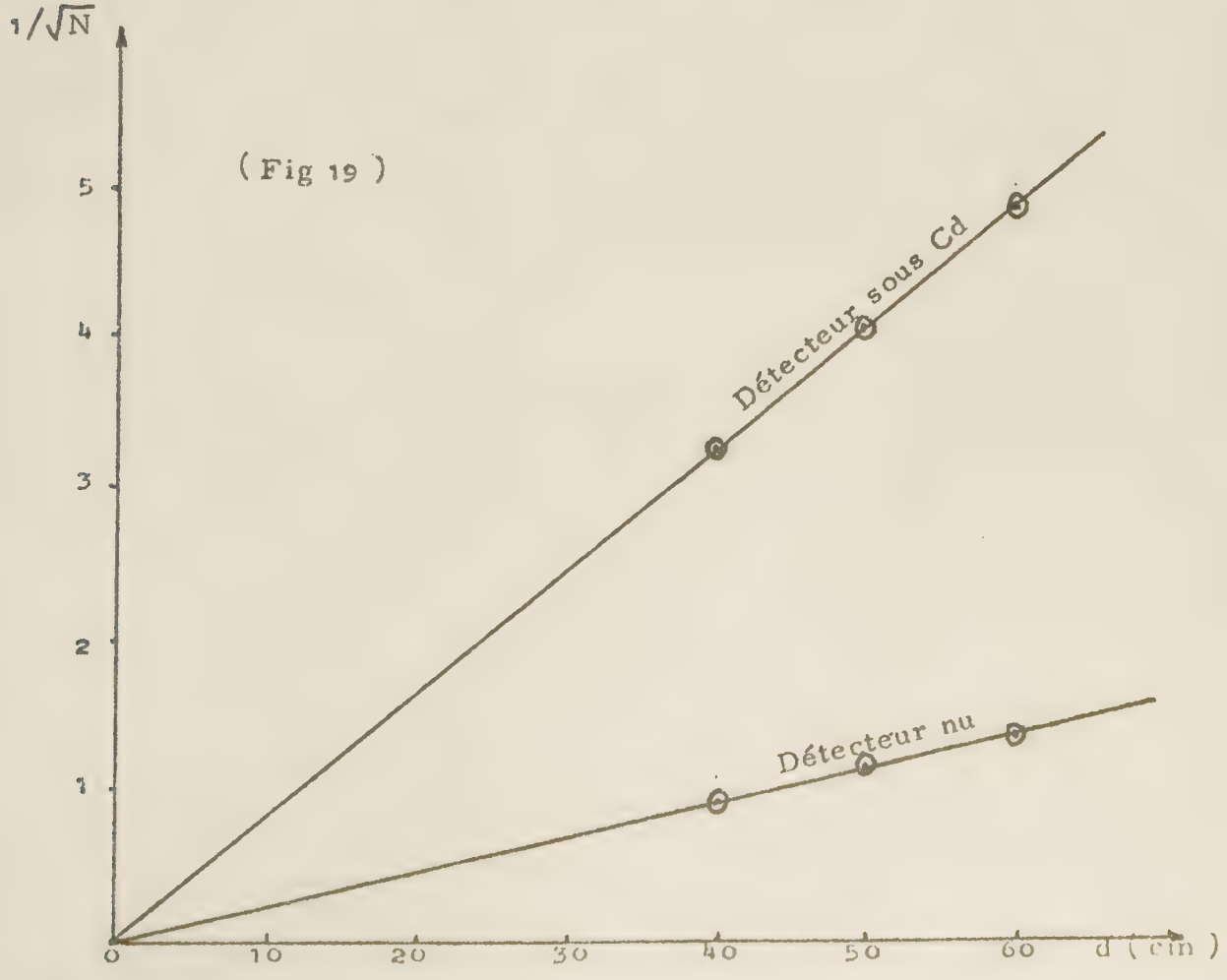
d = 60 cm $\quad \varepsilon = 0,0761$

La valeur moyenne de ces valeurs est :

$$\boxed{\varepsilon = 0,079}$$

La vérification de la loi en $1/d^2$ est donnée par ( Fig 19 ) où on a tracé la courbe représentative de la fonction $1/\sqrt{N} = f(d)$. N est le nombre de coups par seconde, d est la distance entre la source et le centre de la sphère .

( Fig 19 )



e ) Précision des résultats :

Le nombre de coups enrégistrés étant trés grand, l'erreur sur le comptage est négligeable . Chaque mesure étant répétée 5 fois, c'est l'ecard quadratique moyen $\sigma$ qui va permettre de déterminer l'erreur sur nos résultats . Le tableau suivant ( Tableau IV ) résume tous les calculs nécessaires .

Si on désigne par $\varepsilon_1$, $\varepsilon_2$ et $\varepsilon_3$ les trois valeurs de la sensibilité correspondant aux distances $d_1$, $d_2$ et $d_3$ , et par $\varepsilon$ la valeur moyenne , on aura :

$$\varepsilon = ( \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 ) / 3$$

En effectuant les calculs d'erreur, on aura la formule suivante ;

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = ( \varepsilon_1 \frac{\Delta\varepsilon_1}{\varepsilon_1} + \varepsilon_2 \frac{\Delta\varepsilon_2}{\varepsilon_2} + \varepsilon_3 \frac{\Delta\varepsilon_3}{\varepsilon_3} ) / ( \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 )$$

D'aprés ( Tableau IV ) :

$$\frac{\Delta\varepsilon_1}{\varepsilon_1} = 0,02 \quad ; \quad \frac{\Delta\varepsilon_2}{\varepsilon_2} = 0,033 \quad ; \quad \frac{\Delta\varepsilon_3}{\varepsilon_3} = 0,015$$

où $\frac{\Delta\varepsilon_1}{\varepsilon_1} = \frac{\Delta C}{C}$ ( détecteur sous Cd ) + $\frac{\Delta C}{C}$ ( détecteur nu ) ....

On aura ainsi : $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 0,05$

La sensibilité sera donc :

$$\varepsilon = 0,079 \pm 0,004 = ( 7,9 \pm 0,4 ) \%$$

| | Cristal nu | | | Cristal sous Cd | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Distance en cm | $\Delta_i = \lvert \overline{N} - N_i \rvert$ | $\Delta_i^2$ | | $\Delta_i = \lvert \overline{N} - N_i \rvert$ | $\Delta_i^2$ | |
| 40 | 569<br>205<br>164<br>647<br>445 | $3,24\ 10^5$<br>4,20<br>2,69<br>$4,20\ 10^1$<br>$1,98\ 10^1$ | $\sum_i (\Delta_i)^2 = 1,01\ 10^6$<br>$\sigma = 502$<br>Err. relative = 5 ‰ | 5717<br>5689<br>345<br>14885<br>3822 | $3,26\ 10^7$<br>$3,22\ 10^1$<br>$1,19\ 10^1$<br>2,22<br>$1,46\ 10^1$ | $\sum_i (\Delta_i)^2 = 3,02\ 10^8$<br>$\sigma = 8700$<br>Err. relative = 1,5% |
| 50 | 552<br>395<br>1540<br>471<br>2016 | $3,05\ 10^5$<br>$1,56\ 10^1$<br>$2,37\ 10^2$<br>$2,22\ 10^1$<br>$4,05\ 10^2$ | $= 7,11\ 10^6$<br>$= 1331$<br>$= 2,2\%$ | 120<br>5952<br>46<br>5710<br>316 | $1,44\ 10^4$<br>$3,55\ 10^3$<br>$2,12\ 10^{-1}$<br>$3,27\ 10^3$<br>$1,00\ 10^1$ | $= 6,83\ 10^7$<br>$= 4130$<br>$= 1,1\%$ |
| 60 | 33<br>246<br>6<br>278<br>6 | $1,09\ 10^3$<br>$6,05\ 10^2$<br>0,36<br>$7,70\ 10^2$<br>0,36 | $= 2,47\ 10^5$<br>$= 248$<br>$= 6\ ‰$ | 1040<br>2439<br>4560<br>349<br>731 | $1,08\ 10^6$<br>5,95<br>$2,07\ 10^1$<br>$1,22\ 10^{-1}$<br>$5,35\ 10^{-1}$ | $= 2,84\ 10^7$<br>$= 2660$<br>$= 0,9\%$ |

Tableau IV : Précision des résultats expérimentaux .

# CONCLUSION

Dans le cas de la sphère de 15 pouces, le calcul de Monte-Carlo porté sur 18000 événements qui n'ont nécessité que 9 minutes de temps de calcul parait donc trés raisonnable.

Ceci nous a permis de donner avec une statistique suffisante ( sauf peut être pour le centre de la sphère ) le terme source.

Le calcul analytique multigroupe dans un domaine d'énergie et une géométrie classique nous a permis la détermination des flux en ralentissement dans la sphère et le calcul du taux de réaction $Li^6(n,\alpha)$ à toute énergie compte tenu, pour les neutrons thermiques, de la correction d'autoabsorption.

Nous avons déduit une perte de sensibilité de 91,6 % bien comprise dans le domaine d'incertitude des résultats expérimentaux.

Nous pensons avoir, ainsi, montré que la synthèse des deux méthodes classiques permet un calcul relativement simple et précis bien adaptable et suffisant pour le calcul d'un certain nombre de situations de dosimétrie ou d'étude d'action des neutrons rapides sur les tissus biologiques ( neutrobiologie ou neutrothérapie ).

# APPENDICE I

## . Programme Monte - Carlo

Dans le tableau suivant, on donne les symboles utilisés en FORTRAN IV avec leurs définitions . Les numéros de pages renvoient à une définition plus détaillée du symbole .

| Symboles | Définitions | Page |
|---|---|---|
| A(I) | Libre parcours moyen $\lambda(CH_2)$ à E | 12 |
| B(I) | Probabilité totale d'un choc avec C | 14 |
| C(I) | Probabilité d'un choc élastique avec C | 14 |
| D(I) | Probabilité d'un choc inélastique avec C | 22 |
| F(I) | Probabilité de la réaction $C\text{-}12(n,n')3\alpha$ | 24 |
| AAA, BBB(I) | Probabilité de diffusion élastique suivant un angle | 18 |
| S et C TETA | Sinus et cosinus de l'angle de diffusion élastique dans le système (L) | 21 |
| S et C PHI | Sinus et cosinus de l'angle azimutal | 18 |
| S et C ETA | Sinus et cosinus de l'angle de déviation du neutron aprés un choc par rapport à sa direction initiale | 21 |
| S et C KSI | Sinus et cosinus de l'angle azimutal | 18 |
| E(N) | Energie du neutron aprés le choc N | 21 |
| U,V,W(N) | Coordonnées du $N^{eme}$ choc | 28 |
| $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ | Cosinus directeurs suivant Ox,Oy et Oz | 27 |
| S | Distance traversée par le neutron entre deux chocs successifs | 13 |
| R | Distance entre le centre de la sphère et le point choc | |
| Y | Nombre tiré au hasard | 06 |

```
      CALCUL DE LA DENSITE DE RALENTISSEMENT A 0,5 MEV
      SPHERE EN POLYETYLENE DE DIAMETRE EGALE A 15 POUCES
      I - FAISCEAU CONFONDU AVEC L'AXE DE LA SPHERE
      DIMENSION A(99),B(99),C(42),D(21),F(6),G(6,10),AAA(90,10),BBB(10,1
     10)
      DIMENSION E(15),U(15),V(15),W(15)
      READ(5,1)(A(I),I=1,99,1)
      READ(5,1)(B(I),I=1,99,1)
      READ(5,1)(C(I),I=1,42,1)
      READ(5,1)(D(I),I=1,21,1)
      READ(5,2)(F(I),I=1,6,1)
      READ(5,1)(G(I,J),J=1,10),I=1,6,1)
      READ(5,3)(AAA(I,J),J=1,10),I=10,99)
      READ(5,3)(BBB(I,J),J=1,10),I=1,10)
      READ(5,4)IX
    1 FORMAT(13F6.4)
    2 FORMAT(6F6.4)
    3 FORMAT(10F8.6)
    4 FORMAT(I10)
      DO 100 K=1,2000
      CALL HASARD(IX,IY,Y)
      U(1)=0.0
      V(1)=0.0
      W(1)=-9.34*ALOG(1-Y)
      IF(W(1)-38.10)5,5,6
    6 WRITE(6,7)K
    7 FORMAT(3H K=,I4,2X,4HN= 0,2X,25HLE NEUTRON SORT SANS CHOC)
      GO TO 100
    5 CALL HASARD(IX,IY,Y)
      IF(Y-0.4881)8,8,9
    9 CALL HASARD(IX,IY,Y)
      CTETA=SQRT(Y)
      E(1)=14.*Y
      IF(E(1).GT.0.5) GO TO 50
      R=ABS(19.05-W(1))
      WRITE(6,444)K,E(1),R,U(1),V(1),W(1)
444   FORMAT(3H K=,I4,2X,4HN= 0,2X,9HE(K,N+1)=,F10.7,2X,9HR(K,N+1)=,F8.4
     1,2X,9HU(K,N+1)=,F8.4,2X,9HV(K,N+1)=,F8.4,2X,9HW(K,N+1)=,F8.4)
      GO TO 100
    8 IF(Y-0.2884)10,10,11
   10 CALL HASARD(IX,IY,Y)
      IF(Y.GT.0.5985) GO TO 12
      CTETA=0.9
      E(1)=13.8012
      GO TO 50
   12 IF(Y.GT.0.7490) GO TO 13
      CTETA=0.7
      E(1)=13.4036
      GO TO 50
```

```
13 IF(Y.GT.0.7899) GO TO 14
   CTETA=0.5
   E(1)=13.0060
   GO TO 50
14 IF(Y.GT.0.8146) GO TO 15
   CTETA=0.3
   E(1)=12.6000
   GO TO 50
15 IF(Y.GT.0.8414) GO TO 16
   CTETA=0.1
   E(1)=12.2108
   GO TO 50
16 IF(Y.GT.0.8788) GO TO 17
   CTETA=-0.1
   E(1)=11.8132
   GO TO 50
17 IF(Y.GT.0.9227) GO TO 18
   CTETA=-0.3
   E(1)=11.4156
   GO TO 50
18 IF(Y.GT.0.9606) GO TO 19
   CTETA=-0.5
   E(1)=11.0180
   GO TO 50
19 IF(Y.GT.0.9864) GO TO 20
   CTETA=-0.7
   E(1)=10.6190
   GO TO 50
20 CTETA=-0.9
   E(1)=10.2200
   GO TO 50
11 IF(Y-0.3735)22,22,23
22 CALL HASARD(IX,IY,Y)
   CTETA=2.*Y-1
   E(1)=9.57
   GO TO 50
23 IF(Y-0.4584)24,24,25
24 CALL HASARD(IX,IY,Y)
   IF(Y.GT.0.2642) GO TO 26
   E(1)=0.5
   GO TO 35
26 IF(Y.GT.0.5940) GO TO 27
   E(1)=1.5
   GO TO 35
27 IF(Y.GT.0.8009) GO TO 28
   E(1)=2.5
   GO TO 35
28 IF(Y.GT.0.9084) GO TO 29
   E(1)=3.5
   GO TO 35
29 IF(Y.GT.0.9596) GO TO 30
   E(1)=4.5
   GO TO 35
```

```
 30 IF(Y.GT.0.9827) GO TO 31
    E(1)=5.5
    GO TO 35
 31 IF(Y.GT.0.9927) GO TO 32
    E(1)=6.5
    GO TO 35
 32 IF(Y.GT.0.9970) GO TO 33
    E(1)=7.5
    GO TO 35
 33 IF(Y.GT.0.9988) GO TO 34
    E(1)=8.5
    GO TO 35
 34 E(1)=9.5
 35 CALL HASARD(IX,IY,Y)
    CTETA=2.*Y-1
    GO TO 50
 25 WRITE(6,260)K
260 FORMAT(3H K=,I4,2X,4HN= 0,2X,32HLE NEUTRON EST ABSORBE AU 1 CHOC
    GO TO 100
 50 STETA=SQRT(1.-CTETA*CTETA)
    CALL HASARD(IX,IY,Y)
    AG=6.2832 Y
    CPHI=COS(AG)
    SPHI=SIN(AG)
    ALPHA=STETA*CPHI
    BETA=STETA*SPHI
    GAMA=CTETA
    DO 90 N=1,14
    IF(E(N).GE.0.0095) GO TO 51
    OLAM=0.565
    GO TO 54
    IF(E(N).GE.0.095) GO TO 52
    I=IFIX((E(N)+0.005)/0.01)
    OLAM=A(I)
    GO TO 54
 52 IF(E(N).GE.8.449) GO TO 53
    I=IFIX((E(N)+0.05)/0.1)+9
    OLAM=A(I)
    GO TO 54
 53 I=IFIX(E(N)+0.5)+85
    OLAM=A(I)
 54 CALL HASARD(IX,IY,Y)
    S=-OLAM ALOG(1-Y)
    U(N+1)=U(N)+S*ALPHA
    V(N+1)=V(N)+S*BETA
    W(N+1)=W(N)+S*GAMA
    IF(U(N+1)*U(N+1)+V(N+1)*V(N+1)+W(N+1)*W(N+1)-38.1*W(N+1))55,55,56
 56 WRITE(6,57)K,N,E(N)
 57 FORMAT(3H K=,I4,2X,2HN=,I2,2X,9HE(K,N+1)=,F10.7,2X,27HLE NEUTRONQ
   1UITTE LA SPHERE)
    GO TO 100
 55 IF(E(N).GT.0.1) GO TO 58
    CALL HASARD(IX,IY,Y)
```

```
      IF(Y-B(I))62,62,63
   63 CALL HASARD(IX,IY,Y)
      CETA=SQRT(Y)
      E(N+1)=E(N)*Y
      GO TO 200
   62 CALL HASARD(IX,IY,Y)
      CETA=2.*Y-1
      E(N+1)=E(N)*(0.858+0.142 CETA)
      GO TO 200
   58 IF(E(N).GE.4.9) GO TO 64
      CALL HASARD(IX,IY,Y)
      IF(Y-B(I))65,65,63
   65 IF(E(N).GT.2.1449) GO TO 300
      IF(E(N).LT.2.0449) GO TO 300
      I=IFIX((E(N)+0.005) 100)-204
      CALL HASARD(IX,IY,Y)
      IF(Y.GT.BBB(I,1)) GO TO 210
      CETA=0.9
      E(N+1)=E(N)*0.9858
      GO TO 200
  210 IF(Y.GT.BBB(I,2)) GO TO 211
      CETA=0.7
      E(N+1)=E(N)*0.9574
      GO TO 200
  211 IF(Y.GT.BBB(I,3)) GO TO 212
      CETA=0.5
      E(N+1)=E(N)*0.9290
      GO TO 200
  212 IF(Y.GT.BBB(I,4)) GO TO 213
      CETA=0.3
      E(N+1)=E(N)*0.9000
      GO TO 200
  213 IF(Y.GT.BBB(I,5)) GO TO 214
      CETA=0.1
      E(N+1)=E(N)*0.8722
      GO TO 200
  214 IF(Y.GT.BBB(I,6)) GO TO 215
      CETA=-0.1
      E(N+1)=E(N)*0.8438
      GO TO 200
  215 IF(Y.GT.BBB(I,7)) GO TO 216
      CETA=-0.3
      E(N+1)=E(N)*0.8154
      GO TO 200
  216 IF(Y.GT.BBB(I,8)) GO TO 217
      CETA=-0.5
      E(N+1)=E(N)*0.7870
      GO TO 200
  217 IF(Y.GT.BBB(I,9)) GO TO 74
      CETA=-0.7
```

```
      E(N+1)=E(N)*0.7585
      GO TO 200
300   CALL HASARD(IX,IY,Y)
      IF(Y.GT.AAA(I,1)) GO TO 66
      CETA=0.9
      E(N+1)=E(N)*0.9858
      GO TO 200
 66   IF(Y.GT.AAA(I,2)) GO TO 67
      CETA=0.7
      E(N+1)=E(N)*0.9574
      GO TO 200
 67   IF(Y.GT.AAA(I,3)) GO TO 68
      CETA=0.5
      E(N+1)=E(N)*0.9290
      GO TO 200
 68   IF(Y.GT.AAA(I,4)) GO TO 69
      CETA=0.3
      E(N+1)=E(N)*0.9000
      GO TO 200
 69   IF(Y.GT.AAA(I,5)) GO TO 70
      CETA=0.1
      E(N+1)=E(N)*0.8722
      GO TO 200
 70   IF(Y.GT.AAA(I,6)) GO TO 71
      CETA=-0.1
      E(N+1)=E(N)*0.8438
      GO TO 200
 71   IF(Y.GT.AAA(I,7)) GO TO 72
      CETA=-0.3
      E(N+1)=E(N)*0.8154
      GO TO 200
 72   IF(Y.GT.AAA(I,8)) GO TO 73
      CETA=-0.5
      E(N+1)=E(N)*0.7870
      GO TO 200
 73   IF(Y.GT.AAA(I,9)) GO TO 74
      CETA=-0.7
      E(N+7)=E(N)*0.7585
      GO TO 200
 74   CETA=-0.9
      E(N+7)=E(N)*0.7300
      GO TO 200
 64   IF(E(N).GE.7) GO TO 75
      CALL HASARD(IX,IY,Y)
      IF(Y-B(I))76,76,63
 76   L=I-57
      IF(Y-C(L))300,300,77
 77   CALL HASARD(IX,IY,Y)
      CETA=2.*Y-1
      E(N+7)=E(N)-4.43
      GO TO 200
```

```
75 IF(E(N).GE.8.5) GO TO 78
   CALL HASARD(IX,IY,Y)
   IF(Y-B(I))80,80,63
80 L=I-57
   IF(Y-C(L))300,300,81
81 L=I-78
   IF(Y-D(L))77,77,82
82 WRITE(6,83)K,N
83 FORMAT(3H K=,I4,2X,2HN=,I2,2X,22HLE NEUTRON EST ABSORBE)
   GO TO 100
78 CALL HASARD(IX,IY,Y)
   IF(Y-B(I))84,84,63
84 L=I-57
   IF(Y-C(L))300,300,85
85 L=I-78
   IF(Y-D(L))77,77,86
86 L=I-93
   IF(Y-F(L))87,87,82
87 CALL HASARD(IX,IY,Y)
   IF(Y.GT.G(L,1)) GO TO 150
   E(N+1)=0.5
   GO TO 195
50 IF(Y.GT.G(L,2)) GO TO 151
   E(N+1)=1.5
   GO TO 195
51 IF(Y.GT.G(L,3)) GO TO 152
   E(N+1)=2.5
   GO TO 195
52 IF(Y.GT.G(L,4)) GO TO 153
   E(N+1)=3.5
   GO TO 195
53 IF(Y.GT.G(L,5)) GO TO 154
   E(N+1)=4.5
   GO TO 195
54 IF(Y.GT.G(L,6)) GO TO 155
   E(N+1)=5.5
   GO TO 195
55 IF(Y.GT.G(L,7)) GO TO 156
   E(N+1)=6.5
   GO TO 195
56 IF(Y.GT.G(L,8)) GO TO 157
   E(N+1)=7.5
   GO TO 195
57 IF(Y.GT.G(L,9)) GO TO 158
   E(N+1)=8.5
   GO TO 195
58 E(N+1)=9.5
   CALL HASARD(IX,IY,Y)
   CETA=2. Y-1
   IF(E(N+1).LE.0.5) GO TO 777
   SETA=SQRT(1.-CETA CETA)
```

```
      CALL HASARD(IX,IY,Y)
      AG=6.2832*Y
      CKSI=COS(AG)
      SKSI=SIN(AG)
      ALPHA=CPHI*CTETA*SETA*CKSI-SPHI*SETA*SKSI+STETA*CPHI*CETA
      BETA=SPHI*CTETA*SETA*CKSI+CPHI*SETA*SKSI+SPHI*STETA*CETA
      GAMA=-STETA*SETA*CKSI+CTETA*CETA
      CTETA=GAMA
      STETA=SQRT(1-GAMA GAMA)
      CPHI=ALPHA/STETA
      SPHI=BATA/STETA
   90 CONTINUE
  777 R=SQRT(U(N+1)*U(N+1)+V(N+1)*V(N+1)+(W(N+1)-19.05)*(W(N+1)-19.05))
      WRITE(6,555)K,N,E(N+1),R,U(N+1),V(N+1),W(N+1)
  555 FORMAT(3H K=,I4,2X,2HN=,I2,2X,9HE(K,N+1)=,F10.7,2X,9HR(K,N+1)=,F8.
     14,2X,9HU(K,N+1)=,F8.4,2X,9HV(K,N+1)=,F8.4,2X,9HW(K,N+1)=,F8.4)
   00 CONTINUE
      STOP
      END
```

# APPENDICE II

Le tableau suivant donne les différentes grandeurs physiques utilisées dans le calcul Monte-Carlo, moyennées dans chaque groupe d'énergie . Les symboles utilisés ont été spécifiés en appendice I .

| G | Energie en Mev | A(I) | B(I) | C(I) | D(I) | F(I) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0,01 - 0,02 | 0,5859 | 0,1090 | 1,0 | 0 | 0 |
| 2 | 0,02 - 0,03 | 0,6063 | 0,1116 | | | |
| 3 | 0,03 - 0,04 | 0,6297 | 0,1147 | | | |
| 4 | 0,04 - 0,05 | 0,6542 | 0,1191 | | | |
| 5 | 0,05 - 0,06 | 0,6779 | 0,1221 | | | |
| 6 | 0,06 - 0,07 | 0,7071 | 0,1262 | | | |
| 7 | 0,07 - 0,08 | 0,7366 | 0,1306 | | | |
| 8 | 0,08 - 0,095 | 0,7689 | 0,1352 | | | |
| 9 | 0,09 - 0,10 | 0,7581 | 0,1323 | | | |
| 10 | 0,10 - 0,20 | 0,8452 | 0,1464 | | | |
| 11 | 0,20 - 0,30 | 1,0478 | 0,1701 | | | |
| 12 | 0,30 - 0,40 | 1,2470 | 0,1901 | | | |
| 13 | 0,40 - 0,50 | 1,4380 | 0,2050 | | | |
| 14 | 0,50 - 0,60 | 1,5982 | 0,2151 | | | |
| 15 | 0,60 - 0,70 | 1,7536 | 0,2222 | | | |
| 16 | 0,70 - 0,80 | 1,8740 | 0,2356 | | | |
| 17 | 0,80 - 0,90 | 2,0001 | 0,2316 | | | |
| 18 | 0,90 - 1,00 | 2,1292 | 0,2360 | | | |
| 19 | 1,00 - 1,10 | 2,2546 | 0,2410 | | | |
| 20 | 1,10 - 1,20 | 2,3800 | 0,2403 | | | |
| 21 | 1,20 - 1,30 | 2,4879 | 0,2413 | | | |
| 22 | 1,30 - 1,40 | 2,6073 | 0,2400 | | | |
| 23 | 1,40 - 1,50 | 2,7065 | 0,2411 | | | |
| 24 | 1,50 - 1,60 | 2,8230 | 0,2375 | | | |
| 25 | 1,60 - 1,70 | 2,9261 | 0,2375 | | | |
| 26 | 1,70 - 1,80 | 3,0461 | 0,2352 | | | |
| 27 | 1,80 - 1,90 | 3,1506 | 0,2339 | | | |
| 28 | 1,90 - 2,00 | 3,2541 | 0,2319 | | | |
| 29 | 2,00 - 2,10 | 3,3558 | 0,2292 | | | |
| 30 | 2,10 - 2,20 | 3,0026 | 0,3269 | | | |
| 31 | 2,20 - 2,30 | 3,5219 | 0,2301 | | | |
| 32 | 2,30 - 2,40 | 3,6544 | 0,2243 | | | |
| 33 | 2,40 - 2,50 | 3,7438 | 0,2260 | | | |
| 34 | 2,50 - 2,60 | 3,8377 | 0,2279 | | | |
| 35 | 2,60 - 2,70 | 3,8671 | 0,2373 | | | |
| 36 | 2,70 - 2,80 | 3,8088 | 0,2639 | | | |
| 37 | 2,80 - 2,90 | 3,7634 | 0,2906 | | | |

| G | Energie en Mev | A(I) | B(I) | C(I) | D(I) | F(I) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 38 | 2,90 - 3,00 | 3,4545 | 0,3625 | 1,0 | 0 | 0 |
| 39 | 3,00 - 3,10 | 4,0019 | 0,2773 | | | |
| 40 | 3,10 - 3,20 | 4,2946 | 0,2380 | | | |
| 41 | 3,20 - 3,30 | 4,0083 | 0,3015 | | | |
| 42 | 3,30 - 3,40 | 3,8261 | 0,3484 | | | |
| 43 | 3,40 - 3,50 | 3,7718 | 0,3696 | | | |
| 44 | 3,50 - 3,60 | 3,8030 | 0,3765 | | | |
| 45 | 3,60 - 3,70 | 3,8790 | 0,3763 | | | |
| 46 | 3,70 - 3,80 | 3,9580 | 0,3761 | | | |
| 47 | 3,80 - 3,90 | 4,0927 | 0,3646 | | | |
| 48 | 3,90 - 4,00 | 4,2512 | 0,3535 | | | |
| 49 | 4,00 - 4,10 | 4,4615 | 0,3356 | | | |
| 50 | 4,10 - 4,20 | 4,5500 | 0,3333 | | | |
| 51 | 4,20 - 4,30 | 4,5788 | 0,3399 | | | |
| 52 | 4,30 - 4,40 | 4,4537 | 0,3650 | | | |
| 53 | 4,40 - 4,50 | 4,6850 | 0,3432 | | | |
| 54 | 4,50 - 4,60 | 4,9225 | 0,3216 | | | |
| 55 | 4,60 - 4,70 | 5,1641 | 0,2965 | | | |
| 56 | 4,70 - 4,80 | 5,3387 | 0,2854 | | | |
| 57 | 4,80 - 4,90 | 5,5016 | 0,2723 | | | |
| 58 | 4,90 - 5,00 | 5,4777 | 0,2885 | 0,2819 | | |
| 59 | 5,00 - 5,10 | 5,6875 | 0,2702 | 0,2599 | | |
| 60 | 5,10 - 5,20 | 5,8185 | 0,2626 | 0,2534 | | |
| 61 | 5,20 - 5,30 | 5,9278 | 0,2582 | 0,2488 | | |
| 62 | 5,30 - 5,40 | 5,8726 | 0,2790 | 0,2651 | | |
| 63 | 5,40 - 5,50 | 5,5995 | 0,3215 | 0,3004 | | |
| 64 | 5,50 - 5,60 | 6,0557 | 0,2757 | 0,2505 | | |
| 65 | 5,60 - 5,70 | 6,2274 | 0,2651 | 0,2367 | | |
| 66 | 5,70 - 5,80 | 6,2973 | 0,2668 | 0,2319 | | |
| 67 | 5,80 - 5,90 | 6,3448 | 0,2663 | 0,2236 | | |
| 68 | 5,90 - 6,00 | 6,3849 | 0,2718 | 0,2199 | | |
| 69 | 6,00 - 6,10 | 6,4255 | 0,2773 | 0,2213 | | |
| 70 | 6,10 - 6,20 | 6,3930 | 0,2911 | 0,2303 | | |
| 71 | 6,20 - 6,30 | 6,0412 | 0,3349 | 0,2631 | | |
| 72 | 6,30 - 6,40 | 5,4423 | 0,4094 | 0,3232 | | |
| 73 | 6,40 - 6,50 | 6,5251 | 0,2971 | 0,1989 | | |
| 74 | 6,50 - 6,60 | 6,9566 | 0,2617 | 0,1763 | | |
| 75 | 6,60 - 6,70 | 7,4491 | 0,2212 | 0,1327 | | |
| 76 | 6,70 - 6,80 | 7,2773 | 0,2881 | 0,1641 | | |
| 77 | 6,80 - 6,90 | 7,4711 | 0,2366 | 0,1775 | | |
| 78 | 6,90 - 7,00 | 7,6291 | 0,2265 | 0,1691 | | |
| 79 | 7,00 - 7,10 | 7,7224 | 0,2293 | 0,1681 | 0,2262 | |
| 80 | 7,10 - 7,20 | 7,7461 | 0,2300 | 0,1717 | 0,2293 | |
| 81 | 7,20 - 7,30 | 7,2984 | 0,2890 | 0,2167 | 0,2759 | |
| 82 | 7,30 - 7,40 | 6,2506 | 0,3960 | 0,3217 | 0,3848 | |
| 83 | 7,40 - 7,50 | 6,0125 | 0,4285 | 0,3357 | 0,4142 | |
| 84 | 7,50 - 7,60 | 6,1144 | 0,4237 | 0,3292 | 0,4163 | |

| G | Energie en Mev | A(I) | B(I) | C(I) | D(I) | F(I) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 85 | 7,60 - 7,70 | 6,2198 | 0,4187 | 0,3251 | 0,4088 | 0 |
| 86 | 7,70 - 7,80 | 5,9840 | 0,4502 | 0,3554 | 0,4418 | |
| 87 | 7,80 - 7,90 | 5,7654 | 0,4748 | 0,3424 | 0,4565 | |
| 88 | 7,90 - 8,00 | 6,1441 | 0,4501 | 0,3163 | 0,4318 | |
| 89 | 8,00 - 8,10 | 6,1742 | 0,4523 | 0,3105 | 0,4241 | |
| 90 | 8,10 - 8,20 | 6,1292 | 0,4611 | 0,2864 | 0,4174 | |
| 91 | 8,20 - 8,30 | 7,0145 | 0,3888 | 0,2277 | 0,3721 | |
| 92 | 8,30 - 8,40 | 7,6291 | 0,3474 | 0,2235 | 0,3322 | |
| 93 | 8,40 - 8,50 | 7,7939 | 0,3395 | 0,2253 | 0,3194 | |
| 94 | 8,50 - 9,50 | 8,0422 | 0,3566 | 0,2452 | 0,3471 | 0,3502 |
| 95 | 9,50 - 10,50 | 8,3784 | 0,3782 | 0,2355 | 0,3682 | 0,3772 |
| 96 | 10,50 - 11,50 | 8,3507 | 0,4298 | 0,2380 | 0,3868 | 0,4092 |
| 97 | 11,50 - 12,50 | 8,6362 | 0,4548 | 0,2564 | 0,3931 | 0,4245 |
| 98 | 12,50 - 13,50 | 9,0058 | 0,4707 | 0,2746 | 0,3887 | 0,4500 |
| 99 | 13,50 - 14,50 | 9,3389 | 0,4881 | 0,2884 | 0,3734 | 0,4584 |

# APPENDICE III

## Programme Multigroupe

| Symboles | Définitions | Page |
|---|---|---|
| A(I) | A | 41 |
| C(I) | k | 42 |
| R(I) | Rayon du $I^{eme}$ anneau sphérique | 44 |
| QIN(I) | $r\, q_e$ | 41 |
| AI(I) | $I_n$ | 42 |
| ALPHA(N) | $\alpha_n$ | - |
| AALPHA(N) | $1/\alpha_n$ | - |
| BALPHA(N) | $\alpha_{n+1}$ | - |
| BETA(N) | $\beta_n$ | - |
| BBETA(N) | $\beta_n/\alpha_{n+1}$ | - |
| Q(L) | $Q_n$ | - |
| QQ(N) | $Q_n + \beta_n$ | - |
| QQQ(N) | $(Q_n + \beta_n) / \alpha_{n+1}$ | |
| PQ(N) | $Q_e / r = q_e$ | |

```
      CALCUL DU FLUX THERMIQUE DANS UNE SPHERE EN POLYETHYLENE
      DIAMETRE DE LA SPHERE = 15 POUCES
      DIMENSION A(62),C(62),R(20),QIN(20),ALPHA(20),AALPHA(20),BALPHA(20
     1),BETA(20),BBETA(20),Q(20),QQ(20),QQQ(20),PQ(20),PQQ(20),AI(20)
      READ(5,1)(A(I),I=1,62)
    1 FORMAT(13F6.4)
      READ(5,3)(C(I),I=1,62)
    3 FORMAT(16F5.2)
      READ(5,4)(R(I),I=1,20)
    4 FORMAT(20F4.1)
      READ(5,1)(QIN(I),I=1,20)
      DO 100 K=1,62
      IF(K.NE.62) GO TO 70
      DO 25 N=1,20
   25 AI(N)=(1./A(K))*QIN(N)
      GO TO 35
   70 DO 6 N=1,20
    6 AI(N)=(2./A(K))*QIN(N)
   35 ALPHA(2)=C(K)
      DO 7 N=2,19
    7 ALPHA(N+1)=C(K)-1./ALPHA(N)
      DO 8 N=2,20
    8 AALPHA(N)=1./ALPHA(N)
      DO 9 N=1,19
    9 BALPHA(N)=ALPHA(N+1)
      BETA(1)=AI(1)
      DO 10 N=1,19
   10 BETA(N+1)=(BETA(N)/ALPHA(N+1))+AI(N+1)
      DO 11 N=1,19
   11 BBETA(N+1)=BETA(N)/BALPHA(N)
      Q(19)=0.0
      DO 12 N=1,18
      L=19-N
   12 Q(L)=(Q(L+1)+BETA(L+1))/BALPHA(L+1)
      DO 13 N=1,19
   13 QQ(N)=Q(N)+BETA(N)
      QQQ(20)=0.0
      DO 14 N=1,19
   14 QQQ(N)=QQ(N)/BALPHA(N)
      IF(K.EQ.62) GO TO 100
      DO 17 N=1,20
   17 QIN(N)=2.*QQQ(N)-QIN(N)
      PQ(20)=0.0
      DO 15 N=1,19
   15 PQ(N)=QIN(N)/R(N)
      WRITE(6,16)K
   16 FORMAT(7H GROUPE,I3)
```

```
      WRITE(6,18)(PQ(N),N=1,20)
   18 FORMAT(10F10.6)
  100 CONTINUE
      PQQ(20)=0.0
      DO 50 N=1,19
   50 PQQ(N)=QQQ(N)/R(N)
      WRITE(6,20)K
   20 FORMAT(17H GROUPE THERMIQUE,I3)
      WRITE(6,18)(PQQ(N),N=1,20)
      STOP
      END
```

# APPENDICE IV

Le tableau suivant donne les différentes grandeurs physiques utilisées dans le calcul multigroupe, moyennées dans chaque groupe d'énergie . La colonne 2 donne les groupes d'énergie considérés .

| G | Energie en Mev | $\} \Sigma_s$ | D | A | C |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0,500 - 0,389 | 0,454 | 1,114 | 0,5110 | 5,91 |
| 2 | 0,389 - 0,303 | 0,625 | 0,980 | 0,3920 | 7,10 |
| 3 | 0,303 - 0,236 | 0,715 | 0,918 | 0,3220 | 8,21 |
| 4 | 0,236 - 0,184 | 0,800 | 0,840 | 0,2630 | 9,61 |
| 5 | 0,184 - 0,143 | 0,876 | 0,769 | 0,2200 | 11,10 |
| 6 | 0,143 - 0,112 | 0,962 | 0,716 | 0,1860 | 12,76 |
| 7 | 0,112 - 0,087 | 1,040 | 0,682 | 0,1640 | 14,20 |
| | Energie en Kev | | | | |
| 8 | 87,0 - 67,670 | 1,150 | 0,628 | 0,1360 | 16,70 |
| 9 | 67,670 - 52,700 | 1,240 | 0,588 | 0,1180 | 18,96 |
| 10 | 52,700 - 41,040 | 1,320 | 0,572 | 0,1080 | 20,52 |
| 11 | 41,040 - 31,960 | 1,380 | 0,550 | 0,0996 | 22,10 |
| 12 | 31,960 - 24,900 | 1,427 | 0,530 | 0,0930 | 23,50 |
| 13 | 24,900 - 19,390 | 1,470 | 0,518 | 0,0880 | 24,74 |
| 14 | 19,390 - 15,100 | 1,500 | 0,507 | 0,0846 | 25,64 |
| 15 | 15,100 - 11,760 | 1,530 | 0,500 | 0,0816 | 26,57 |
| 16 | 11,760 - 9,160 | 1,550 | 0,495 | 0,0800 | 27,00 |
| 17 | 9,160 - 7,130 | 1,560 | 0,490 | 0,0785 | 27,50 |
| 18 | 7,130 - 5,550 | 1,570 | 0,488 | 0,0777 | 27,73 |
| 19 | 5,550 - 4,330 | 1,570 | 0,485 | 0,0775 | 27,80 |
| 20 | 4,330 - 3,370 | 1,585 | 0,483 | 0,0765 | 28,17 |
| 21 | 3,370 - 2,620 | 1,592 | 0,480 | 0,0756 | 28,45 |
| 22 | 2,620 - 2,040 | 1,598 | 0,480 | 0,0751 | 28,62 |
| 23 | 2,040 - 1,590 | 1,600 | 0,480 | 0,0750 | 28,70 |
| 24 | 1,590 - 1,240 | 1,605 | 0,479 | 0,0746 | 28,80 |
| 25 | 1,240 - 0,965 | 1,606 | 0,477 | 0,0744 | 28,90 |
| 26 | 0,965 - 0,752 | 1,608 | 0,476 | 0,0741 | 29,00 |
| 27 | 0,752 - 0,585 | 1,612 | 0,475 | 0,0736 | 29,19 |
| 28 | 0,585 - 0,456 | 1,615 | 0,474 | 0,0733 | 29,30 |
| 29 | 0,456 - 0,355 | 1,620 | 0,474 | 0,0731 | 29,38 |
| 30 | 0,355 - 0,277 | 1,630 | 0,473 | 0,0725 | 29,60 |

| G | Energie en Kev | $\Sigma_s$ | D | A | C |
|---|---|---|---|---|---|
| 31 | 0,277 - 0,215 | 1,634 | 0,472 | 0,0722 | 29,37 |
| 32 | 0,215 - 0,168 | 1,638 | 0,471 | 0,0720 | 29,80 |
| 33 | 0,168 - 0,131 | 1,640 | 0,470 | 0,0717 | 29,90 |
| 34 | 0,131 - 0,102 | 1,640 | 0,470 | 0,0717 | 29,90 |
| 35 | 0,102 - 0,079 | 1,641 | 0,469 | 0,0715 | 30,00 |
| | Energie en eV | | | | |
| 36 | 79,20 - 61,700 | 1,642 | 0,468 | 0,0712 | 30,10 |
| 37 | 61,700 - 48,100 | 1,645 | 0,467 | 0,0710 | 30,20 |
| 38 | 48,100 - 37,400 | 1,649 | 0,466 | 0,0707 | 30,30 |
| 39 | 37,400 - 29,140 | 1,650 | 0,465 | 0,0705 | 30,40 |
| 40 | 29,140 - 22,700 | 1,652 | 0,464 | 0,0702 | 30,50 |
| 41 | 22,700 - 17,700 | 1,658 | 0,463 | 0,0698 | 30,70 |
| 42 | 17,700 - 13,800 | 1,660 | 0,462 | 0,0696 | 30,75 |
| 43 | 13,800 - 10,700 | 1,662 | 0,462 | 0,0695 | 30,80 |
| 44 | 10,700 - 8,350 | 1,663 | 0,461 | 0,0694 | 30,85 |
| 45 | 8,350 - 6,500 | 1,670 | 0,461 | 0,0691 | 30,95 |
| 46 | 6,500 - 5,060 | 1,672 | 0,460 | 0,0688 | 31,10 |
| 47 | 5,060 - 3,940 | 1,676 | 0,460 | 0,0686 | 31,20 |
| 48 | 3,940 - 3,070 | 1,677 | 0,459 | 0,0685 | 31,21 |
| 49 | 3,070 - 2,390 | 1,681 | 0,421 | 0,0626 | 33,95 |
| 50 | 2,390 - 1,860 | 1,689 | 0,401 | 0,0594 | 35,70 |
| 51 | 1,860 - 1,450 | 1,693 | 0,386 | 0,0570 | 37,10 |
| 52 | 1,450 - 1,130 | 1,695 | 0,370 | 0,0546 | 38,60 |
| 53 | 1,130 - 0,880 | 1,710 | 0,358 | 0,0523 | 40,30 |
| 54 | 0,880 - 0,690 | 1,724 | 0,343 | 0,0497 | 42,20 |
| 55 | 0,690 - 0,530 | 1,770 | 0,323 | 0,0456 | 45,80 |
| 56 | 0,530 - 0,420 | 1,830 | 0,303 | 0,0414 | 50,40 |
| 57 | 0,420 - 0,320 | 1,940 | 0,275 | 0,0354 | 58,50 |
| 58 | 0,320 - 0,250 | 2,060 | 0,252 | 0,0306 | 67,50 |
| 59 | 0,250 - 0,200 | 2,170 | 0,231 | 0,0266 | 77,20 |
| 60 | 0,200 - 0,153 | 2,250 | 0,216 | 0,0240 | 85,40 |
| 61 | 0,153 - 0,119 | 2,410 | 0,197 | 0,0205 | 99,60 |
| 62 | G. thermique | - | 0,0961 | 0,0961 | 2,27 |

# BIBLIOGRAPHIE

/ 1/ G. D. Joanou, A. J. Goodjohn, N. F. Wikner :
Legendre expansion coefficients for the angular distribution of elastically scattered neutrons and fast neutron cross section for Deuterium, Beryllium, Carbon, Oxygen, Zirconium, Lead and Bismuth .
GA - 2156 , May 15, 1961 .

/ 2/ K. H. Beckurts, K. Wirtz :
Neutron Physics . ( 1964 )

/ 3/ S. J. Bame, E. Haddad, J. E. Perry, R. K. Smith :
Absolute determination of monoenergetic neutron flux in the energy 1 to 30 MeV .
Review of Scientific Instruments, Vol. 28, No. 12, 997, 57 .

/ 4/ D. I. Garber, L. G. Stromberg, M. D. Goldberg, D. E. Cullen, V. M. May :
Angular distribution in neutron-induced reactions .
BNL-400 , Vol. I , Z=1 to 20 ( January 1970 )

/ 5/ J. J. Schmidt :
Neutron cross sections for fast reactor materias . Part I : Evaluation .
KFK - 120, February 1966 .

/ 6/ H. Goldstein :
Statistical model theory of neutron reactions and scattering .
Fast neutron physics, Vol. IV ( 1963 ) , Page 1525 .

/ 7/ H. Goldestein :
Fundamentals aspects of reactor shielding .
Calculation of fast neutron penetration . Page 243 . ( 1959 )

/ 8/ G. M. Frye, L. Rosen, L. Stewart :
Desintegration of Carbon into three alpha particles by 12 - 20 MeV neutrons .
Physical Review, Vol. 99 , No. 5 , ( September 1 , 1955 )

/ 9/ A. Foderaro :
The elements of neutron interaction theory . ( 1971 )

/10/ D. J. Hughes, J. A. Harvey :
Neutron cross sections .
BNL - ( 1955 )

/11/ I. Langner, J. J. Schmidt, D. Woll :
Tables of evaluated neutron cross sections for fast reactor materials .
KFK - 750
EUR - 3715 e
EANDC(E) - 88 U . ( January 1968 )

/12/ F. B. Hildebrand :
Difference equations . ( 1960 ) , Page 227 .

/13/ E. Troubetzkoy, H. Goldstein :
Gamma-ray spectra from thermal-neutron capture .
Nucleonics, Volume 18 , No. 11 , November, 1960 .

# OUVRAGES GENERAUX

## A - Méthodes de Monte-Carlo

1 ) G. Goertzel, M. H. Kalos :
Monte-Carlo methodsin transport problems .
Progress in nuclear energy , Series I , Page 315
Physics and Mathematics , Volume 2 ( 1958 )

2 ) P. Lafore, R. Lattès, J. P. Millot :
Etude de la propagation des neutrons rapides dans l'eau par des méthodes de Monte-Carlo .
Conférences de Génève, Volume 7 , Physique nucléaire ( 1958 )

3 ) H. Kahn :
Random sampling ( Monte-Carlo ) techniques in neutron attenuation problems : I et II .
Nucleonics - May, 1950 . Page 27
- June ,1950 . Page 60 .

4 ) J. Nimal, J. Rastoin :
Méthodes de Monte-Carlo .
Note CEA - N 533 , Avril 1965 .

5 ) M. Dismuke :
Monte-Carlo computations .
Symposium on Monte-Carlo methods , Page 52 , ( 1954 )

6 ) H. Kschwendt, H. Rief :
TIMOC-A general purpose Monte-Carlo code for stationary and time dependent neutron transport .
EUR-4519 e , Sept ( 1970 )

## B - Méthode Multigroupe

1 ) R. Ehrlich, H. Hurwitz :
Multigroup methods for neutron diffusion problems .
Nucleonics, Volume 12 , No. 2 ( February 1954 )

2 ) R. B. Spooner :
Using a reactor simulator foe design analysis .
Nucleonics, Volume 12, No. 4 ( April 1954 )

3 ) R. L. Murray :
Nuclear reactor physics .
Chapiter 10 : Neutron slowing and multigroup methods ( 1959 )

4 ) A. Blaquière :
Théoric de la réaction en chaine ( 1962 ).

## C - Détecteur $ILi^6$ ( Technique Multisphère )

1 ) H. Zaborowski :
La technique multisphère, I- Caractéristiques générales et applications .
Rapport CEA - R 2772 ( 1965 )

2 ) Mme S. Descours, H. de Choudens :
Etalonnage d'un dispositif multisphère pour la dosimétrie des neutrons et exemples d'applications pratiques .
Note d'Etude No. 68-17 , 15 Janvier ( 1968 )

3 ) G. Benczech, M. Bricka, M. Dolias :
Dosimétrie et spectrométrie des neutrons par la technique multisphère .
International summer school on radiation protection ( Sept 21-30, 1970 )

4 ) F. W. K. Firk, G. G. Slaughter, R. J. Ginther :
An improved $Li^6$ - loaded Glass scintillator for neutron detection .
Nuclear Instruments and Methods 13 ( 1961 ) 313 - 316 .

5 ) R. L. Bramblett, R. I. Ewing, T. W. Bonner :
A new type of neutron spectrometer .
Nuclear Instruments and Methods 9 ( 1960 ) 1 - 12 .

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 5 Juin 1973

Le Président de la thèse

Robert Barbin

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale